

N. Marshall.

1971

DISPERSION VON OBERFLÄCHENPLASMONEN

IN INDIUMANTIMONID

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaftlichen Fakultät der

Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

vorgelegt von

Norbert Marschall

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main, Juni 1971

Gedruckt mit Genehmigung
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Frankfurt am Main



Dekan:	Prof. Dr. H. Oelschläger
Erster Berichterstatter:	Prof. Dr. H. J. Queisser
Zweiter Berichterstatter:	Prof. Dr. J. Treusch
Tag der mündlichen Prüfung:	12. Juli 1971

Inhaltsverzeichnis

Seite

1. Zusammenfassung	1
2. Einleitung	2
3. Anregung von Oberflächenplasmonen	
3.a) Gittermethode	5
3.b) Prismenmethode	6
4. Experimentelle Anordnung	7
5. Probenherstellung	10
6. Experimentelle Ergebnisse der Gittermethode	
6.a) Reflexionsspektren	11
6.b) Bestimmung der Dispersionskurve	13
6.c) Aufspaltung der Dispersion	16
6.d) Reflexionsanomalie für E parallel zu den Gitterfurchen	17
7. Experimentelle Ergebnisse der Prismenmethode	
7.a) Meßkurven der verminderten Totalreflexion	19
7.b) Bestimmung der Dispersionskurve	20
8. Diskussion der Meßergebnisse	23
Literaturverzeichnis	28
Verzeichnis der Abbildungen	30

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

1. "Resonant Excitation of Plasmons in GaAs",
Proc. 10th Intern. Conf. Phys. Semicond.,
Cambridge, Mass., 1970, p. 845
2. "Dispersion of Surface Plasmons in InSb",
Physical Review Letters 27, 95 (1971)

1. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Dispersionsverlauf von Oberflächenplasmonen in einem Halbleiter experimentell bestimmt. Die vorliegenden Messungen sind die ersten Ergebnisse am freien Ladungsträgerplasma eines Halbleiters. Die Anregung von Oberflächenplasmonen erfolgte sowohl nach der "Gittermethode" als auch nach der "Prismenmethode". Mit beiden Methoden gelang es, erstmals zu relativ hohen k -Werten auf der Dispersionskurve vorzudringen. Dadurch wurde ein vollständiger experimenteller Dispersionsverlauf erzielt bis zur Grenzfrequenz ω_s für Oberflächenplasmonen. Beide Methoden bestätigten die theoretische Vorhersage, daß bei Halbleitern mit großer Dielektrizitätskonstante die Grenzfrequenz ω_s nahe der (Volumen-) Plasmafrequenz ω_p liegt (vergl. Abb. 1). In beiden Fällen ergab sich jedoch ein etwas niedrigerer experimenteller Wert für ω_s als nach der theoretischen Dispersion. Die Abweichungen waren bei der Gittermethode stärker. Es wird vermutet, daß diese Abweichungen durch die gestörte Probenoberfläche (Strichgitter-Struktur) hervorgerufen wurden. Die theoretische Dispersion war dagegen für glatte Oberflächen berechnet.

Die Ergebnisse nach der Prismenmethode wurden an glatten Probenoberflächen gewonnen. Sie brachten gute Übereinstimmung mit der Theorie bis etwa $1.3 k_p$ (vergl. Abb. 27). Abweichungen bei höheren k -Werten wurden durch eine dünne dielektrische Randschicht aus undotiertem InSb erklärt. Ein Näherungsansatz zur Berechnung dieser geänderten Dispersion

beschreibt den gemessenen Verlauf gut (vergl. Abb.29). Die Anwendung dieses Ergebnisses könnte als neue Methode verwendet werden, Oberflächenrandschichten in Halbleitern auszumessen.

2. Einleitung

Oberflächenplasmonen (im folgenden abgekürzt mit OP) sind Oberflächenschwingungen eines freien Ladungsträgerplasmas in einem Festkörper.¹ Die Oberfläche besteht aus einer Grenzfläche zwischen dem Plasma und einem äußeren Dielektrikum. In dieser Fläche können elektromagnetische Wellen laufen mit Amplituden, die nach beiden Seiten hin exponentiell abklingen. Im Plasma führen diese Wellen zu periodischen Auslenkungen der freien Ladungsträger nahe der Oberfläche. Der Zusammenhang zwischen der Frequenz ω und dem Wellenzahlvektor k in Richtung der Oberfläche ist gegeben durch die Dispersionsformel^{2,3}

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + 1}} \quad (1).$$

Mit c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $\epsilon_1(\omega)$ der Realteil der frequenzabhängigen Dielektrizitätskonstanten bezeichnet. Zu der Berechnung dieser Dispersionsformel wurden nur transversale Wellen benutzt. Die Hinzunahme von longitudinalen Anregungen im Plasma^{4,5} führt zu einer etwas geänderten Dispersionsbeziehung.⁶ Wesentliche Auswirkungen treten aber nur bei Werten von k auf, die groß sind gegenüber $k_p = \omega_p/c$, dem Wellenzahlvektor des Lichtes bei der Plasma-

frequenz ω_p . Dieser Bereich wird in den folgenden Experimenten jedoch nicht zugänglich sein. Setzt man in Gl. (1) die Daten eines hochdotierten Halbleiters ein, so erhält man einen Dispersionsverlauf, wie er in Abb. 1 für InSb dargestellt ist. Gl. (1) ergibt für große k eine Grenzfrequenz ω_s

$$\omega_s = \omega_p / \sqrt{1 + 1/\epsilon_L} \quad (2),$$

wobei ϵ_L die Dielektrizitätskonstante des Materials bedeutet, in dem sich das freie Ladungsträgerplasma befindet. Diese Grenzfrequenz liegt bei Metallen mit $\epsilon_L = 1$ bei $\omega_s = \omega_p / \sqrt{2}$, bei Halbleitern mit $\epsilon_L \approx 10$ jedoch dicht unterhalb ω_p . Der Dispersionsverlauf hat keinen Punkt mit der Lichtgeraden gemeinsam. Deshalb können OP nicht durch Einstrahlung von Licht angeregt werden, was zu der Bezeichnung "nichtstrahlende Oberflächenplasmonen" geführt hat.⁷ Eine Anregung ist nur dadurch möglich, daß das einfallende Licht in der Oberfläche größere k -Werte erhält als $k_0 = \omega/c$. Dazu stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung, eine "Gittermethode" und eine "Prismenmethode", die in Abschnitt 3 näher beschrieben werden.

Experimentelle Ergebnisse für den Dispersionsverlauf von OP liegen bisher nur für Metalle vor. Sowohl die Gittermethode^{8,9} als auch die Prismenmethode⁷ lieferten dabei nur Werte für relativ kleine Wellenzahlvektoren k im Vergleich zu $k_p = \omega_p/c$. Der Bereich der Grenzfrequenz ω_s konnte mit diesen Methoden bisher nicht ausgemessen werden. Im Bereich großer k -Werte ($k \gtrsim k_p$) können mit Elektronenverlustexperimenten Ergebnisse gewonnen werden,¹⁰ die aber nur eine sehr geringe Genauigkeit

besitzen. Vergleiche mit theoretisch berechneten Dispersionskurven waren bisher im Bereich der Grenzfrequenz ω_s nicht möglich.

Für Halbleiter sind bisher keine Experimente über die Dispersion von OP bekannt geworden.¹¹ Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Dispersionsverlauf am Beispiel des InSb sowohl nach der Gitter- als auch nach der Prismenmethode experimentell zu bestimmen und mit der theoretischen Vorhersage von Gl. (1) zu vergleichen. Besonders interessant ist es dabei, erstmals einen vollständigen Dispersionsverlauf bis zur Grenzfrequenz hin auszumessen. Dieses Vorhaben wird dadurch erleichtert, daß die Plasmawellenlänge $\lambda_p = 2\pi/k_p$ eines hochdotierten Halbleiters im infraroten Spektralbereich liegt. Man kann so mit einem Gitter von etwa $10 \mu\text{m}$ Gitterkonstante leicht zu relativ großen k -Werten vordringen. Prismenmaterialien mit hohem Brechungsindex n in diesem Spektralbereich (z. B. Silizium mit $n = 3.418$ ^{12,13}) ermöglichen ebenfalls ein Vordringen zu hohen k -Werten.

Als Ergänzung wird in dieser Arbeit von einer Reflexionsanomalie berichtet, die bei Gitteroberflächen an der Plasmakante auftritt für Polarisation des Lichtes $\vec{E}$ parallel zu den Furchen. OP werden in dieser Anordnung nicht angeregt. Die Anomalie sieht wie eine Aufspaltung der Plasmakante aus und wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit am GaAs¹⁴ und InSb beobachtet. Eine nähere Aufklärung wurde bisher nicht weiter verfolgt.

3. Anregung von Oberflächenplasmonen

3.a Gittermethode

Die Anregung von Oberflächenplasmonen an einem Gitter ist mit Hilfe einer periodischen Oberflächenstruktur möglich, die der einfallenden Lichtwelle eine zusätzliche Periodizität erteilt. Diese Beiträge parallel zur Oberfläche bestehen aus ganzzahligen Vielfachen von $2\pi/d$, wobei mit d die Gitterkonstante bezeichnet ist. Damit stehen für den Wellenzahlvektor k des anregenden Lichtes in der Oberfläche und senkrecht zu den Gitterfurchen die Werte

$$k = \omega/c \cdot \sin \theta + m 2\pi/d \quad (3)$$

zur Verfügung.^{15,16} Hierbei ist m eine ganze Zahl, die die Ordnung der Ankopplung charakterisiert. Die Verteilung der Lichtintensität in die einzelnen Ordnungen m hängt vom Profil des Gitters ab. In Abb. 2a ist die Anregung von OP für verschiedene Ordnungen m bei einem gegebenen Wert des Einstrahlwinkels veranschaulicht. Höhere Ordnungen als $m = 3$ wurden nicht eingetragen, da sie in den folgenden Experimenten nicht aufgelöst werden können. Durch Variation der Gitterkonstante d , des Einstrahlwinkels θ und Ausnutzung der verschiedenen Anregungsordnungen m ist es möglich, einen vollständigen Dispersionsverlauf von OP auszumessen.

Experimentell resultiert die Anregung von OP in einer Anomalie des Reflexionsvermögens, die sowohl in der nullten, als auch in höheren Gitterbeugungsordnungen beobachtet wer-

den kann. Sie wurde erstmals von Wood¹⁷ experimentell nachgewiesen und tritt nur für Polarisation des Lichtes $\vec{E}$ senkrecht zu den Gitterfurchen auf. Genauere theoretische Untersuchungen dazu wurden von Fano¹⁵ und in einer neueren Arbeit von Hessel und Oliner¹⁸ vorgenommen. Das Auftreten dieser Reflexionsanomalien benutzten verschiedene Autoren dazu, den Dispersionsverlauf von OP für Metalle auszumessen.^{8,9} Dabei wurde bevorzugt die Anomalie in der ersten Beugungsordnung benutzt, die bei Echelette-Gittern gute Intensität besitzt.

3.b Prismenmethode

Eine weitere Möglichkeit, OP anzuregen, besteht in der "Methode der verminderten Totalreflexion" in einem Prisma.⁷ Eine Lichtwelle besitzt in einem Medium mit dem Brechungsindex n den Wellenzahlvektor

$$n \cdot \omega/c = n \cdot k_0 \quad (4),$$

wobei $k_0 = \omega/c$ die Lichtwelle im Vakuum beschreibt. Bei einer total reflektierten Welle verlassen exponentiell abklingende Ausläufer das Prismenmaterial und dringen von der Größenordnung einer Lichtwellenlänge λ in das Vakuum ein. Bringt man nun eine absorbierende Probe hinreichend nahe an die Prismenoberfläche (vergl. Abb. 3), dann kann eine Anregung in diesem zweiten Medium erfolgen. Gleichzeitig wird die Totalreflexion im Prisma abgeschwächt. Entscheidend für die Anregung von OP ist die Tatsache, daß die exponentiell abklingende Welle im Vakuum dieselben k -Werte besitzt wie im Prismeninnern. Pa-

parallel zur Prismenoberfläche steht der Wellenzahlvektor

$$k = n \cdot k_0 \cdot \sin \alpha \quad (5)$$

zur Verfügung für eine Welle mit dem Einstrahlwinkel α innerhalb des Prismas, wie man in Abb. 3 erkennen kann. Aus Abb. 2 geht hervor, wie für einen gegebenen Wert von α ein Schnittpunkt mit der Dispersionskurve entsteht. Durch Variation des Winkels α kann man dabei OP im Bereich $k_0 \dots nk_0$ anregen. Man sieht, daß ein großer Wert für den Brechungsindex n das Vordringen zu hohen k -Werten auf der Dispersionskurve gestattet. Der Grenzfall $k = k_0$ entspricht $\alpha = \alpha_{\text{tot}}$, dem Grenzwinkel der Totalreflexion.

Experimentell führt die Anregung von OP zu einer Verminderung der Totalreflexion bei der Polarisierung des Lichtes $\vec{E}$ in der Einfallsebene (TH-Welle).⁷ Der Verlauf weist eine Ähnlichkeit mit Absorptionskurven auf. Zusammenhänge zwischen verminderter Totalreflexion und Absorption werden von Harrick¹⁹ näher untersucht im Rahmen der "Internen Reflexionsspektroskopie".

4. Experimentelle Anordnung

Spektrometer

Die experimentellen Ergebnisse wurden mit einem Infrarotspektralphotometer IR 12 der Firma Beckman Instr. gewonnen. Das Gerät besitzt vier automatisch wechselnde Gitter in erster Ordnung mit nachgeschalteten Transmissionsfiltern. Aus-

genutzt wurde der Spektralbereich von 200 bis 1000 cm^{-1} , entsprechend 25 bis 125 meV Photonenenergie. Zur Polarisierung dienten Drahtgitterpolarisatoren der Firma Perkin Elmer mit zwei verschiedenen Trägermaterialien je nach Wellenlängenbereich (AgBr: $\geq 300\text{ cm}^{-1}$, Polyäthylen: $200\ldots 600\text{ cm}^{-1}$). Das Gerät wurde im Einstrahlverfahren betrieben, wobei die Strahlung mit 11 Hz durch einen Chopper moduliert wurde. Als Detektor diente ein Vakuum-Thermoelement mit CsJ-Linse. Die Signalverstärkung erfolgte phasenempfindlich mit einem Lock-in-Verstärker HR 8 (Firma PAR). Zur Lufttrocknung und CO_2 -Entfernung stand ein automatisch regenerierender Doppel-Lufttrockner zur Verfügung.

Probenanordnung

Die Plasmareflexions- und Prismen-Totalreflexionsmessungen wurden im monochromatischen Strahlengang mit einer selbstgebauten Anordnung für variable Einstrahlwinkel θ vorgenommen, wie sie in Abb. 4 skizziert ist. Die Variation von θ erfolgte durch Verdrehen der Probe und Nachjustieren der Hohlspiegel S_3 und S_4 . Der Öffnungswinkel des eingestrahlten Lichtbündels wurde auf $\beta = 5^\circ$ reduziert, so daß die Anregung von OP nach Gl. (1) und (3) für die Gittermethode und Gl. (5) für die Prismenmethode mit einem möglichst scharf definierten Wert von k erfolgen konnte. Einen Überblick über die verbleibende Unschärfe ergeben die Abbildungen 6a und b für Gitter- und Prismenmethode. Das Reflexionsvermögen ergab sich jeweils aus Vergleichsmessungen mit einem aufgedampften Aluminiumspiegel.

Die Prismen für die Anregung von OP wurden aus hochohmigem Silizium ($>1000 \text{ Ohmcm}$) hergestellt. Dieses Material erfüllt im Bereich $200 \text{ bis } 500 \text{ cm}^{-1}$ die Voraussetzungen nach guter Transmission und einem hohen Brechungsindex ($n = 3.418$). Die Winkel der Flächen zueinander wurden im Autokollimationsverfahren auf $\pm 10'$ genau ausgemessen mit Hilfe der Reflexion für sichtbares Licht. Die Prismen wurden als Geradsichtprismen mit zweifacher Totalreflexion ausgeführt, so daß die Messungen in einer Transmissionsanordnung vorgenommen werden konnten. Für ein Geradsichtprisma braucht beim Verdrehen der Detektor nur geringfügig nachjustiert zu werden, was die Messungen wesentlich erleichtert. Die experimentelle Bestimmung von θ erfolgte mit sichtbarem Licht, bei der das Bild des Monochromator-Austrittsspalt in sich zurückgeworfen wird (Autokollimation). Der Bereich von k_0 bis nk_0 konnte nur mit mehreren verschiedenen Prismen überstrichen werden, da sich bei Variation von α der Strahlengang stark verschiebt. Abb. 5 zeigt zwei dieser Prismen mit den optischen Strahlengängen. Die Luftspaltbreite a zwischen Prismenoberfläche und Probe wurde durch schmale Abstandstreifen aus Hostaphanfolie erreicht ($2.5, 6$ und $12 \mu\text{m}$ Dicke), gegen die die Probe mit leichter Federkraft angedrückt wurde.

5. Probenherstellung

Als Material wurde einkristallines InSb ausgewählt mit verschiedenen hohen Tellur-Dotierungen im Bereich $1...7 \times 10^{18} \text{ n/cm}^3$. Dabei war gewährleistet, daß in einem weiten Frequenzbereich unterhalb der Plasmakante ein ungestörtes Ladungsträgerplasma zur Verfügung stand. Die Plasmon-Phonon-Wechselwirkung ist nur schwach ausgebildet. Außerdem liegt die TO-Frequenz genügend weit unterhalb von ω_p , Interbandübergänge dagegen weit genug oberhalb. Die Probenflächen wurden mit max. $1 \times 1 \text{ cm}^2$ nicht zu groß gewählt, um eine möglichst homogene Dotierung über die Fläche einzuhalten. Für die Prismenmethode erhielten die Proben optisch plane Oberflächen. Für die Gittermethode wurden die Proben ebenfalls zunächst poliert, ehe mit einer automatischen Diamant-Ritzmaschine⁺ Strichgitter in die Oberfläche eingeritzt wurden. Dabei wurde versucht, eine möglichst geringe Zerstörung der Oberfläche zu erreichen. InSb ist ein relativ sprödes Material. Daher sind Ausbrüche am Rand der Gitterfurchen nur schwer zu vermeiden. Eine sorgfältige Auswahl des Ritzdiamanten unter dem Mikroskop erwies sich als notwendig. Die Furchen wurden mit einer Kante des angeschliffenen Diamanten unter sehr flachem Aufschlagewinkel fast schneidend eingeritzt. Danach wurde die Gitterkonstante d unter einem Meßmikroskop bestimmt mit einer Genauigkeit besser als 1 %. Die erzielte Breite der Furchen und der Zerstörungsgrad der

⁺Besonderer Dank gilt der Firma AEG-Telefunken in Heilbronn, die ihre Diamantritzmaschine zur Verfügung stellte

Oberfläche wurde durch Elektronenmikroskopie an aufgedampften Kohleabdrücken ermittelt.⁺ Es ergaben sich Furchenbreiten von 10 - 20 % der Gitterkonstante je nach Probe mit unzerstörten Bereichen zwischen den Furchen.

6. Experimentelle Ergebnisse der Gittermethode

6.a Reflexionsspektren

Die experimentellen Ergebnisse des Reflexionsvermögens für die Gitterproben sind zum Teil in den Abbildungen 7 bis 9 dargestellt. Abb. 7 zeigt den Reflexionsverlauf für eine Probe der Dotierung $7 \times 10^{18} \text{ n/cm}^3$ und $d = 30 \text{ }\mu\text{m}$ Gitterkonstante. Die Einstrahlbedingungen waren in Abb. 7 so gewählt, daß das Licht im Mittel keinen Beitrag zur k-Komponente senkrecht zu den Gitterfurchen lieferte. Deshalb fallen die Anregungsfrequenzen für positive und negative Werte der Anordnungsordnungen m jeweils zusammen. Man erkennt drei charakteristische "Dips" gegenüber dem Reflexionsverlauf der glatten Oberfläche (gestrichelte Kurve). Diese Dips werden der Anregung von OP in der ersten, zweiten und dritten Ordnung zugeschrieben in Übereinstimmung mit Ergebnissen für die Dispersion aus anderen Proben. Bemerkenswert ist die sehr große Abnahme des Reflexionsvermögens im Minimum des Dips für $m = 1$ mit $\Delta R \approx 30 \text{ }\%$. Dagegen waren die Effekte für $m = 2$ und $m = 3$ nahe an der Plasmakante mit $\Delta R \approx 1$ bis $2 \text{ }\%$ gering. Der etwas

⁺Die Elektronenmikroskopie wurde freundlicherweise im Institut bei Prof. Granzer durchgeführt

größere Effekt für $m = 3$ könnte andeuten, daß darin auch noch höhere Anregungen enthalten sind, die aber wegen der nur noch sehr gering ansteigenden Anregungsfrequenz gemäß Gl. (1) nicht mehr aufzulösen wären bei der im Experiment beobachteten Breite der Dips. Die Plasmakante verschiebt sich bei der durch Ritzen gestörten Oberfläche geringfügig zu kleineren Energien. Die Plasmafrequenz ω_p wurde für jede geritzte Oberfläche getrennt angepaßt zur Bestimmung der Dispersionskurve.

Bei Schrägeinstrahlung spalten die Anregungen für positive und negative Werte von m auf gemäß Gl. (1) und (3). Das eingestrahlte Lichtbündel besaß einen Öffnungswinkel von $\beta = 5^\circ$. Deshalb war die Aufspaltung erst für $\beta \gtrsim 5^\circ$ gut zu beobachten. Abb. 8 zeigt die Ergebnisse für $m = 1$, die an derselben Probe gewonnen wurden wie in Abb. 7. Man sieht, daß mit steigenden Werten von θ die Anregung für $m = -1$ schärfer wird, während die für $m = +1$ sich verbreitert. Ein solches Verhalten kann durch den endlichen Öffnungswinkel des eingestrahlten Lichtes erklärt werden, wie in Abb. 6a zu erkennen ist. Die Aufspaltung der höheren Ordnungen $m = 2$ und $m = 3$ konnten experimentell nicht sicher nachgewiesen werden. Beobachtete Dips lagen an der Grenze des Rauschpegels und konnten wegen störender Überlagerung von $m = -2, +2, -3$ und $+3$ nicht eindeutig zugeordnet werden. Aufspaltungen für Schrägeinstrahlung bei Frequenzen nahe der Plasmakante wurden jedoch an anderen Proben mit kleinerer Gitterkonstante beobachtet, bei denen die erste Ordnung größere Effekte ergab.

Zur Bestimmung der Dispersionskurve wurden die Ergebnisse von Proben der Dotierungen 1.2 , 2.3 und $7.0 \times 10^{18} \text{ n/cm}^3$ mit $d = 10, 20$ und $30 \text{ }\mu\text{m}$ Gitterkonstante herangezogen. Die Reflexionskurven ergaben einen ähnlichen Verlauf wie in Abb. 7 bzw. 8.

6.b Bestimmung der Dispersionskurve

Die Anregungsfrequenzen ω_r der OP werden aus der Lage der Dips im Reflexionsverlauf ermittelt. Die Reflexionsminima stimmen in der Frequenz nicht mit den Werten von ω_r überein. Man kann ω_r nur über eine theoretische Anpassung des gemessenen Reflexionsverlaufs erhalten. Für Metallplasmen wurde der Reflexionsverlauf der nullten Beugungsordnung an einigen Gitterprofilen berechnet bei bekannten Werten von ω_r .²⁰ Das Ergebnis zeigte, daß ω_r bei etwas höheren Frequenzen lag als die Minima der Dips. Diese Berechnungen nähern die periodischen Randbedingungen eines Gitterprofils an durch Iterativ-Verfahren, die z. T. nur langsame Konvergenz besitzen. Die Anregung von OP ist dabei durch die Anpassung der Randbedingungen mit enthalten.¹⁵ Die genaue Form des Gitterprofils geht in den Ablauf der Rechnungen wesentlich ein und muß bekannt sein. Interessanterweise ergeben sich vorwiegend nur Unterschiede für die Anregungsstärke der einzelnen Ordnungen, bedingt durch die unterschiedlichen Gitterprofile. Zu bemerken ist, daß die erreichten Lösungen nur exakt gültig sind in der Näherung für flache Gitterprofile.¹⁵ Ein weiteres Ergebnis war, daß die Anregung von OP mit einer

Energieabsorption im Plasma verbunden ist, ähnlich wie bei resonanter Absorption.

In der vorliegenden Arbeit war die Form der Gitterprofile nicht genau bekannt. Deshalb war eine theoretische Berechnung über die Anpassung der periodischen Randbedingungen nicht möglich. Die oben erwähnte Abhängigkeit exakter Ergebnisse vom Gitterprofil und Ähnlichkeit mit resonanter Absorption führten zu einem vereinfachten theoretischen Ansatz in dieser Arbeit. Die Anregung von OP wird durch Lorentz-Oszillatoren beschrieben, die einen entsprechenden Beitrag zur frequenzabhängigen Dielektrizitätskonstante $\epsilon(\omega)$ des Halbleiters liefern. Der Dispersionsverlauf der OP soll experimentell bestimmt werden. Deshalb müssen die Resonanzfrequenzen ω_{rj} der einzelnen Oszillatoren mit dem durchlaufenden Index j erst durch Anpassung aus dem Experiment gewonnen werden. Oszillatorenstärken F_j treten in dieser Arbeit anstelle der Anregungsstärke der einzelnen Gitterordnungen auf. Die Werte für F_j müssen ebenfalls als Anpassparameter bestimmt werden. Weiterhin dient zur Charakterisierung eine OP-Dämpfung γ_p , die als Anpassparameter unabhängig von der Einteilchendämpfung γ_{fc} der freien Ladungsträger gewählt wurde. Ein Vergleich der Ergebnisse für beide Dämpfungswerte erfolgt später. Das Reflexionsvermögen wurde mit der frequenzabhängigen Dielektrizitätskonstanten für freie Ladungsträger²¹ berechnet. Aus dem oben diskutierten Ansatz ergibt sich:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_L - \frac{\omega_p^2 \epsilon_L (1 - \sum_j F_j)}{\omega^2 + i \gamma_{fc} \omega} + \sum_j \frac{\omega_p^2 \epsilon_L F_j}{\omega_{rj}^2 - \omega^2 - i \gamma_{pj} \omega} \quad (6).$$

$\epsilon(\omega)$ setzt sich aus drei Teilen zusammen. Der erste Term beschreibt den frequenzunabhängigen Anteil ϵ_L des undotierten Kristallgitters, der zweite die Einteilchenanregung der freien Ladungsträger, der dritte die Anregung von resonanten Schwingungen der OP als Summe über die verschiedenen Oszillatoren j . Ein entsprechender Ansatz wird zur Berechnung des Reflexionsvermögens im Fall der Plasmon-Phonon-Wechselwirkung verwendet, wobei als einzige Resonanzfrequenz die Frequenz der TO-Phononen eingesetzt wird.²² Wegen der Erhaltung der Gesamtzahl der Freiheitsgrade²³ wurde die Einteilchenanregung der freien Ladungsträger um den Faktor $(1 - \sum_j F_j)$ reduziert. Das Reflexionsvermögen wurde in der üblichen Weise (wie auch im Fall der Plasmon-Phonon-Wechselwirkung) nach den Fresnelschen Formeln berechnet. Der vereinfachte Ansatz kann nur für das Reflexionsvermögen der nullten Beugungsordnung verwendet werden. Gittereffekte, die zum Abheben der einzelnen Beugungsanordnungen führen,¹⁵ werden nicht beschrieben.

Einige Ergebnisse der theoretischen Berechnungen sind in Abb. 10 und 11 dargestellt für verschiedene Anregungsfrequenzen ω_{rj} , normiert auf ω_p . Die Anregungsstärken F_j sind jeweils variiert worden. Als wichtigstes Ergebnis kann beobachtet werden, daß die Resonanzfrequenzen etwas oberhalb der Reflexionsminima liegen, in guter Übereinstimmung mit den gittertheoretischen Berechnungen von Hägglund und Sellberg.²⁰ Man darf deshalb erwarten, daß durch den Resonator-Ansatz die Frequenzen der OP mit einer Genauigkeit wiedergegeben werden, die besser ist als die Halbwertsbreite der Reflexionsdips.

Spezielle Kurven sind in Abb. 12 wiedergegeben für die Anpassung des experimentellen Reflexionsverlaufs aus Abb. 7. Die zugehörige Tabelle I (Abb. 13) gibt die Parameter der gerechneten Kurven an. Die angepaßten Werte ω_{rj} für die Meßkurve in Abb. 7 sind dort als Pfeile eingetragen. Die Anpassung der Dämpfung ergab für den Dip bei $m = 1$ einen Wert von

$\gamma_p = 3.0 \pm 0,5 \% \omega_p$. Bezüglich der Einteilchendämpfung wurden die Kurven mit $\gamma_{fc} = 3.0 \pm 0.2 \% \omega_p$ ²⁴ angepaßt. Damit ergibt sich für die OP in diesem Fall eine Dämpfung, die mit der Einteilchenanregung übereinstimmt. Die Daten aller Proben, die zur Bestimmung der Dispersionskurve herangezogen wurden, sind in Tabelle II (Abb. 14) aufgeführt. Das Ergebnis der daraus bestimmten Dispersionskurve ist in Abb. 15 dargestellt (Kreise als Meßwerte). Zum Vergleich ist die theoretische Dispersion nach Gl. (1) als durchgezogene Kurve mit eingetragen.

6.c Aufspaltung der Dispersion

Die Meßergebnisse für variable Einstrahlwinkel aus Abb. 8 wurden einer weiteren Analyse unterzogen. Eine Auftragung der Resonanzfrequenzen gegen $\sin \theta$ ergibt den in Abb. 16.a gezeigten Verlauf. Die eingetragenen Meßpunkte (Kreise) lassen sich gut durch zwei nur schwach gekrümmte Kurvenäste für $m=-1$ und $m=+1$ annähern. Man findet eine nahezu lineare Abhängigkeit bei kleinen Einstrahlwinkeln θ . Die Extrapolation nach $\theta = 0^\circ$ ergibt zwei deutlich getrennte Anregungsfrequenzen für denselben Wert $k = 2\pi/d$ (Quadrate in Abb. 14.a). Der Verlauf im Dispersionsdiagramm einschließlich der extrapolierten Werte

ist in Abb. 16.b dargestellt. Man sieht deutlich eine Aufspaltung der Dispersion bei $k = 2\pi/d$. Ein entsprechender Effekt wurde schon früher an Metallgittern gefunden.⁹ Die Aufspaltung der Dispersion wurde dort als Wechselwirkung zweiter Ordnung zwischen Oberflächenplasmonen und Gitter gedeutet.

Eine direkte Beobachtung der Aufspaltung ohne Extrapolation nach $\theta = 0^\circ$ war in den Experimenten am InSb wegen des Öffnungswinkels des Lichtbündels von $\beta = 5^\circ$ nicht möglich. Wegen der Unschärfe des anregenden k -Wertes waren die beobachteten Dips im Reflexionsvermögen nicht mehr getrennt auflösbar (vergl. Abb. 6.a).

6.d Reflexionsanomalie für $\vec{E}$ parallel zu den Gitterfurchen

Für die Polarisierung des Lichtes $\vec{E}$ parallel zu den Gitterfurchen zeigt das Reflexionsvermögen ein völlig anderes Verhalten als für senkrechte Polarisierung. Es werden keine Dips beobachtet bei k -Werten gemäß Gl. (3). Dagegen zeigt der Reflexionsverlauf an der Plasmakante ein wesentlich geändertes Verhalten. Anstelle des Plasmaminimums etwas oberhalb ω_p tritt jetzt ein Maximum des Reflexionsvermögens bei ω_p auf. Der ursprüngliche Verlauf im Bereich des Minimums scheint zu höheren Frequenzen hin verschoben zu sein. Unterhalb ω_p tritt ein zweites, tiefes Reflexionsminimum auf. Dieser Effekt wurde erstmals an geritzten GaAs-Oberflächen gefunden.¹⁴ Die Lage des neuen Reflexionsmaximums hing dabei nicht von der Gitterkonstante ab. Es zeigte sich lediglich ein Einfluß auf die Höhe. Abb. 17 gibt den gemessenen Reflexionsverlauf wie-

der für GaAs-Proben gleicher Dotierung mit $d = 10, 20$ und $30 \mu\text{m}$ Gitterkonstante. Der stark ausgeprägte Dip im Reflexionsvermögen bei etwa 33 meV ist nicht durch Anregung von OP verursacht, sondern durch Plasmon-Phonon Wechselwirkung. Messungen an InSb-Gitteroberflächen ergaben einen entsprechenden Effekt (s. Abb. 18). Dabei konnte nachgewiesen werden, daß das Reflexionsmaximum bei Proben mit stark verschiedenen Plasmafrequenzen stets bei ω_p lag. Eine erste Erklärung war eine Anregung des Volumenplasmons.¹⁴ Diese Annahme konnte bisher nicht weiter bestätigt werden. Es könnten auch weitere Effekte wie z. B. die Ausbildung von Hohlrohrwellen zwischen den Furchen oder ein Einfluß stark anisotroper Leitfähigkeit in der geritzten Oberfläche eine Rolle spielen. Eine weitere Beschreibung dieses Reflexionsverlaufs wäre durch eine starke Anregung von Oberflächenplasmonen bei ω_s denkbar. Dazu wären sehr hohe k -Werte in Richtung der Furchen zur Anregung notwendig. Möglicherweise könnten Unregelmäßigkeiten entlang der Furchen solche hohen k -Werte erzeugen. Eine Anregung in der Stärke des beobachteten Effektes wäre jedoch sehr überraschend.

Zur weiteren Aufklärung des Effektes für $\vec{E}$ parallel zu den Gitterfurchen müssen erst weitere Experimente durchgeführt werden. Als eine der wichtigsten Fragen muß untersucht werden, ob bei ω_p auch ein Absorptionsmaximum vorliegt. Solche Messungen könnten an dünnen Epitaxieschichten ausgeführt werden.

7. Experimentelle Ergebnisse der Prismenmethode

7.a Meßkurven der verminderten Totalreflexion

Die transmittierte Intensität der Geradsichtprismen wurde nach der in Abschnitt 3.b beschriebenen Methode ausgemessen. Die Polarisation $\vec{E}$ des Lichtes lag dabei in der Einfallsebene im Prisma (TH-Welle). Der Intensitätsverlauf mit angelegter Probe wurde jeweils durch den der ungestörten Totalreflexion dividiert. Die Ergebnisse für die verminderte Totalreflexion sind in den Abbildungen 19 bis 22 dargestellt. Die Probe besaß eine Plasmafrequenz $\omega_p = 426.5 \pm 0.5 \text{ cm}^{-1}$, entsprechend einer Plasmawellenlänge $\lambda_p = 23.45 \text{ }\mu\text{m}$. Die Luftspaltbreite a wurde so gewählt, daß eine gut meßbare Absenkung zu beobachten war. Die Dicke der Abstandfolien sind in die Darstellungen eingetragen. Die Wellenzahlvektoren k an der Prismenoberfläche wurden nach Gl. (5) aus dem Einstrahlwinkel α und den Prismendaten errechnet. Sie sind als Vielfache von $k_0 = \omega/c$ ebenfalls in die Meßkurven eingetragen. Die Werte von k besitzen eine Unschärfe von $\Delta k = 0.03 k_0$ wegen des endlichen Öffnungswinkels des eingestrahlten Lichtbündels von 5° . Die Anregung von OP ist deshalb mit der gegebenen experimentellen Anordnung nur für k -Werte oberhalb etwa $1.06 k_0$ sinnvoll. Meßkurven für kleinere k -Werte ergeben eine so breite Absenkung in der Frequenz, daß man sie nicht zur Bestimmung der Dispersionskurve heranziehen kann.

Die gemessenen Kurven der verminderten Totalreflexion zeigen, wie mit steigenden Werte von k die Minima der Absenkungen sich zu höheren Frequenzen verschieben. Die Stärke der Absenkung geht für steigende k -Werte zurück bei konstanter Luftspaltbreite a . Bis $1.28 k_0$ konnte mit $12 \mu\text{m}$ Abstand ($\approx 0.5 \lambda_p$) gearbeitet werden, oberhalb mußte der Abstand auf $6 \mu\text{m}$ ($\approx 0.25 \lambda_p$), ab $1.59 k_0$ auf $2.5 \mu\text{m}$ ($\approx 0.1 \lambda_p$) reduziert werden, damit eine gut meßbare Ankopplung beobachtet werden konnte. Darüber hinaus zeigte sich eine Abhängigkeit der Abkopplungsstärke auch vom jeweiligen Probeneinbau (speziell bei der $2.5 \mu\text{m}$ Folie). Vermutlich waren Unebenheiten der Oberfläche in diesem Fall nicht mehr vernachlässigbar klein. Die starke Abhängigkeit der Ankopplungsstärke von der Luftspaltbreite zeigt ein Vergleich der Meßergebnisse in Abb. 22 für 1.28 und $1.59 k_0$. Zugleich erkennt man, daß mit steigender Absenkung das Minimum zu kleineren Frequenzen verschoben ist. Die Minima der Totalreflexion stimmen im Grenzfall verschwindender Absenkung mit den Anregungsfrequenzen ω_r der OP überein, wie im nächsten Abschnitt (7.b) gezeigt wird. Deshalb wurden die Experimente mit möglichst geringer Ankopplung durchgeführt.

7.b Bestimmung der Dispersionskurve

Die Anregungsfrequenzen der OP werden aus der Verminderung der gemessenen Totalreflexion bestimmt. Zur Auswertung werden Meßkurven mit endlicher Absenkung herangezogen. Man muß daher durch theoretische Berechnung ermitteln, wie stark

die Frequenz im Minimum von der des angeregten OP abweicht. Zu diesem Zweck wurde das Reflexionsvermögen im Si-Prisma berechnet für parallel polarisiertes Licht (TH-Welle) im Bereich der Totalreflexion. Benutzt wurde eine Reflexionsformel für ein Mehrschichtensystem,²⁵ angewendet auf den Übergang Si-Prisma/Luftspalt/InSb-Probe (vergl. Abb. 3). Als optische Daten wurden eingesetzt: Silizium: $n = 3.418$,^{12,13} absorptionsfrei; Luftspalt: $n = 1$, absorptionsfrei, Dicke a ; InSb-Probe: Komplexe D. K. $\epsilon(\omega)$ mit $\gamma_{fc} = 0.03 \omega_p$. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 23 bis 25 für einige Luftspalt-dicken a und verschiedene k -Werte dargestellt. Die k -Werte sind dabei nach Gl. (5) aus den entsprechenden Einstrahlwinkeln ausgerechnet. Man sieht deutlich, wie für einen festen Wert von a die Ankopplung mit steigendem k abnimmt. Die Abhängigkeit stimmt dabei etwa mit der im Experiment gefundenen überein. Die Absenkungen der theoretischen Kurven sind für gleiche Abstände a jedoch größer als die gemessenen. Eine Erklärungsmöglichkeit könnte sein, daß die Luftspalt-dicke a im Experiment nicht genau eingehalten wurde. Ein Anzeichen dafür lag in der schlechten Reproduzierbarkeit der Ankopplungsstärke bei Wiederholung des Experiments mit neu eingesetzter Probe (vergl. Abschnitt 7.a). Die experimentell erreichte Absenkung der Totalreflexion wurde deshalb zur Anpassung der Meßkurven herangezogen.

Bei der Berechnung der theoretischen Kurven liegen für ω_r die Werte zugrunde, die sich aus dem Dispersionsverlauf nach Gl. (1) ergeben. Ein Vergleich zwischen den Werten für

ω_r nach Gl. (1) und den Frequenzen $\omega_{\min}$ der berechneten Kurven im Minimum der Totalreflexion ist in Tabelle III in Abb. 26 zusammengestellt. Es zeigt sich als Ergebnis: Die Werte für $\omega_{\min}$ liegen unterhalb den Werten für ω_r . Eine Übereinstimmung ist nur im Grenzfall verschwindender Absenkung der Totalreflexion gegeben. Bei Absenkungen auf 90 % z. B. beträgt die Frequenzabweichung jedoch nur 0.1 % ω_p , ein Wert, der noch unterhalb der Meßgenauigkeit liegt (etwa 0.2 % ω_p). Zusätzlich sind in die Tabelle die Halbwertsbreiten der Kurven eingetragen. Daraus kann man die Dämpfung der OP ermitteln. Die Verbreiterung infolge stärkerer Absenkung und der Unschärfe der k-Werte muß berücksichtigt werden, ebenso wie die spektrale Breite des eingestrahlteten Lichtbündels. Eine erste Auswertung ergab als Dämpfung der OP den experimentellen Wert $\gamma_p = 3.3 \pm 0.3 \% \omega_p$.

Zur Bestimmung der experimentellen Dispersionskurve wurden die Messungen in den Abbildungen 19 bis 22 herangezogen. Die Werte für ω_r wurden entsprechend der theoretischen Anpassung ermittelt. Die Plasmafrequenz der Probe lag bei $\omega_p = 426.5 \pm 0.5 \text{ cm}^{-1}$. Das Ergebnis für die experimentelle Dispersionskurve ist in Abb. 27 dargestellt. Die Grenze nach kleinen k-Werten war durch die experimentelle Unschärfe in k bedingt (vergl. Abschnitt 7.a). Für k-Werte bis etwa $1.3 k_p$ stimmen die experimentellen Werte für ω_r mit den theoretisch berechneten überein im Rahmen der Meßgenauigkeit (etwa 0.2 %). Für höhere k-Werte liegen die Meßpunkte jedoch deutlich unterhalb der theoretischen Kurve, bei $2.3 k_p$ etwa 1.5 %.

8. Diskussion der Meßergebnisse

Die vorliegenden experimentellen Dispersionskurven für OP ermöglichen erstmals einen Vergleich mit der Theorie für Halbleiter mit Aussagen im Bereich der Grenzfrequenz. Es liegen Ergebnisse nach zwei verschiedenen Methoden vor. Beide Methoden bestätigen die theoretische Vorhersage von Gl. (1), daß bei Halbleitern mit großer D.K. die Grenzfrequenz ω_s nahe der Plasmafrequenz ω_p liegt. Die Ergebnisse an glatten Oberflächen (Prismenmethode) brachten bessere Übereinstimmung mit der Theorie als an gestörten Oberflächen (Gittermethode). Dieses Verhalten ist nicht überraschend. Die Dispersion nach Gl. (1) war an glatten Oberflächen berechnet. Beide Methoden ergaben einen etwas niedrigeren Wert für ω_s als die Theorie nach Gl. (1). Die Abweichungen sind bei der Prismenmethode jedoch geringer als bei der Gittermethode.

Beim Gitter liegen die experimentellen Werte für ω_r im gesamten Bereich $k \gtrsim 0.5 k_p$ unterhalb der Theorie. Eine naheliegende Erklärung wäre eine zu hoch angepaßte Plasmafrequenz ω_p . Ein Korrektoreinfluß auf die Lage von ω_p relativ zur Plasmakante durch Plasmon-Phonon-Wechselwirkung scheidet jedoch aus. Oberhalb der doppelten Energie des Reststrahlenphonons tritt im InSb keine meßbare Verschiebung mehr auf, wie Kontrollrechnungen nach der Theorie von Varga²² gezeigt haben. Ein entsprechender Fehler in der Anpassung von ω_p hätte dann auch bei der Prismenmethode auftreten müssen. Er wurde dort aber nicht beobachtet. Es liegt also die Vermutung nahe, daß ein Einfluß des Gitters auf die Dispersion vorliegen könnte. Ein

direkt beobachteter Einfluß zeigte sich in der Aufspaltung der Dispersionskurve bei $k = 2 \pi/d$ (s. Abb. 16 b). Diese Aufspaltung, die auch schon in Metallen beobachtet wurde,⁹ wird dort als Wechselwirkung zweiter Ordnung von OP mit dem Gitter gedeutet. Theoretische Berechnungen dieser Aufspaltung und möglicherweise weiterer Einflüsse des Gitters auf den Dispersionsverlauf liegen bisher nicht vor. Eine andere Ursache der Abweichungen zwischen gemessener Dispersion am Gitter und der theoretischen Kurve könnte in der nicht exakten Anpaßrechnung für die Meßkurven liegen. Die Berechnung erfolgte nicht mit den genauen Randbedingungen des Gitterprofils. Obwohl der Ansatz resonanter Anregung von OP nach Gl. (6) gute Übereinstimmung mit exakten Ergebnissen einiger Gitterprofile erbrachte, kann eine Korrektur nach höheren Anregungsfrequenzen hin nicht ganz ausgeschlossen werden. Eine exakte Berechnung des Reflexionsverlaufs erscheint wegen des großen Aufwandes jedoch erst dann lohnend, wenn auch theoretische Berechnungen der Dispersion von OP am Gitter vorliegen.

Die Ergebnisse nach der Prismenmethode stimmen besser mit der theoretischen Kurve aus Gl. (1) überein. Bis etwa $1.3 k_p$ treten keine Abweichungen auf im Rahmen der Meßgenauigkeit, wie man aus Abb. 27 entnehmen kann. Für höhere k -Werte setzen jedoch Abweichungen ein, die deutlich außerhalb der Meßfehler liegen. Die gemessenen Werte liegen auch hier niedriger als die gerechneten. Die Abweichungen nehmen mit wachsendem k zu.

Der Dispersionsverlauf nach Gl. (1) ist für einen abrupten Übergang Plasma/Vakuum berechnet. Abweichungen von dieser Annahme wurden von Stierwalt und Nedoluha²⁶ für hochdotierte Halbleiter nachgewiesen bei der Anpassung von Plasma-reflexionsmessungen. Diese Autoren konnten Abweichungen im Reflexionsvermögen von der Theorie durch eine dielektrische Randschicht aus undotiertem Material erklären. Holst und Raether²⁷ untersuchten den Einfluß dielektrischer Randschichten auf den Dispersionsverlauf an Metallen. Sie zeigten an Metalloberflächen mit aufgedampften Schichten, daß der Dispersionsverlauf sich sehr empfindlich ändert schon für Schichtdicken, die klein sind gegen die Eindringtiefe z_0 der OP in ein äußeres Dielektrikum. Sie fanden eine Absenkung, die in erster Näherung linear mit der Schichtdicke δ anwächst. Für $\delta \gg z_0$ kann man den Dispersionsverlauf für ein äußeres dielektrisches Medium mit der D.K. η_D berechnen nach der Dispersionsrelation²⁸

$$\frac{\epsilon(\omega)}{\sqrt{k^2 - \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2}}} = - \frac{\eta_D}{\sqrt{k^2 - \eta_D \frac{\omega^2}{c^2}}} \quad (7).$$

Die Dispersionskurven liegen für $\eta_D > 1$ niedriger als bei Übergang ins Vakuum ($\eta_D = 1$).

Auf dieser Grundlage wird in der vorliegenden Arbeit versucht, die abweichenden Messungen an der glatten Oberfläche durch dielektrische Randschichten zu erklären. Dabei wird mit einem vereinfachten Ansatz gearbeitet. Entscheidend für die Größe der Absenkung soll sein, welchen Bruchteil die Dicke δ im Vergleich zur Eindringtiefe z_0 besitzt. Dieses

Verhältnis δ/z_0 soll eine gemittelte äußere D.K. $\bar{\eta}$ definieren mit dem Ansatz

$$\bar{\eta} = 1 + \frac{C\delta}{z_0} (\eta_D - 1) \quad (8)$$

Dabei ist mit η_D die D.K. der dielektrischen Randschicht bezeichnet. Die Konstante C berücksichtigt eine lineare Abhängigkeit von der Schichtdicke für $\delta \ll z_0$. Die Abhängigkeit $z_0(k)$ wurde für ein äußeres Dielektrikum mit $\eta = 1$ (Vakuum) berechnet.²⁸ Der Verlauf für InSb ist in Abb. 28 dargestellt. Zum Vergleich ist $z_0(k)$ für $\eta_D = 15.68$ (undotiertes InSb) mit eingetragen. Man sieht, daß z_0 mit steigenden Werten von k stark abnimmt. Auf diese Weise erhält man Einflüsse, die sich vorwiegend bei großen k -Werten auswirken. Ein modifizierter Dispersionsverlauf für OP in InSb wurde mit dem Ansatz in Gl. (8) berechnet nach der Dispersionsrelation in Gl. (7). Für η_D wurde der Wert des undotierten InSb eingesetzt ($\eta_D = 15.68$). Der Faktor $C \cdot \delta$ ist als Anpaßgröße geeignet zu wählen. Der experimentelle Verlauf wird für $C\delta = 2 \times 10^{-3} \lambda_p$ überraschend gut beschrieben in dem gemessenen k -Bereich, wie man in Abb. 29 sieht. Man kann darin eine Bestätigung der These sehen, daß an der glatten Oberfläche des InSb dielektrische Randschichten für die gemessenen Abweichungen verantwortlich zu machen sind. Die Untersuchungen von Holst und Raether²⁷ deuten an, daß für C ein Wert merklich größer als 1 einzusetzen ist. Die angepaßte Randschichtdicke läge damit deutlich unter $2 \times 10^{-3} \lambda_p = 47 \text{ nm}$ ($\lambda_F = 23.45 \text{ } \mu\text{m}$). Stierwalt und Nedoluha fanden an GaSb eine Randschichtdicke von 23 nm bei einer Dotierung von $2.0 \times 10^{18} \text{ n/cm}^3$ gegenüber

$2.3 \times 10^{18} \text{ n/cm}^3$ der vorliegenden InSb-Probe. Damit läge der für InSb gefundene Wert für δ in der gleichen Größenordnung wie für GaSb. Vermutlich wird sich für InSb jedoch ein niedrigerer Wert ergeben. Für eine genaue Bestimmung der Randschichtdicke δ muß eine exakte Berechnung des Dispersionsverlaufes erfolgen, die bisher noch aussteht. Ansätze dafür sind bei einigen Autoren zu finden.^{7,25,27} Mit dem Vorliegen der Ergebnisse kann dann die Dispersionsmessung von OP in Halbleitern zu einer bedeutsamen Methode werden, Oberflächenrandschichten auszumessen. Wegen der starken Abhängigkeit der Eindringtiefe z_0 von k bestände dabei die Möglichkeit, einen großen Schichtdickenbereich experimentell zu erfassen. Eine genauere Untersuchung der Dämpfung könnte dazu führen, Oberflächenstreuung freier Ladungsträger auszumessen. Mit steigenden k -Werten nimmt die Eindringtiefe der OP auch im Plasma stark ab, so daß man Aussagen über die Lebensdauer der freien Ladungsträger in einer dünnen Schicht unter der Oberfläche erhalten könnte. Das Interesse an diesen Fragen ist durch eine neuere theoretische Arbeit über OP²⁹ besonders groß geworden.

Literaturverzeichnis

1. W. Steinmann, phys. stat. sol. 28, 437 (1968)
2. E. A. Stern, private Mitteilung, zitiert in:
R. A. Ferrell, Phys. Rev. 111, 1214 (1958)
3. R. H. Ritchie and H. B. Eldridge, Phys. Rev. 126,
1935 (1962)
4. F. Sauter, Zeitschrift Physik 203, 488 (1967)
5. F. Forstmann, Zeitschrift Physik 203, 495 (1967)
6. K. Sturm, Zeitschrift Physik 209, 329 (1968)
7. A. Otto, Zeitschrift Physik 216, 398 (1968)
8. Y. Y. Teng and E. A. Stern, Phys. Rev. Lett. 19,
511 (1967)
9. R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm,
Phys. Rev. Lett. 21, 1530 (1968)
10. T. Kloos, Zeitschrift Physik 208, 77 (1968)
11. Erste Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit:
 - a) N. Marschall, Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen
Physikalischen Gesellschaft, Münster 1971
 - b) Diplomarbeit B. Fischer, Frankfurt/Main 1971
12. B. Dold and V. v. Keussler, Optik 20, 237 (1963)
13. C. M. Randell and R. D. Rawcliffe, Appl. Optics 6,
1889 (1967)
14. B. Fischer and N. Marschall, Proc. 10th Intern. Conf.
Phys. Semicond., Cambridge, Mass., 1970, p. 845

15. U. Fano, J. Opt. Soc. Am. 31, 213 (1941)
16. D. Beaglehole, Phys. Rev. Lett. 22, 708 (1969)
17. R. W. Wood, Phil. Mag. 4, 396, (1902)
18. A. Hessel and A. A. Oliner, Appl. Optics 4, 1275 (1965)
19. N. J. Harrick, "Internal Reflection Spectroscopy",
J. Wiley and Sons, New York, 1967
20. J. Häggglund and F. Sellberg, J. Opt. Soc. Am. 56,
1031 (1966)
21. F. R. Keßler in: "Festkörperprobleme", Bd. II,
Herausg. F. Sauter, Vieweg, Braunschweig, 1963
22. B. B. Varga, Phys. Rev. 137, A 1896 (1965)
23. D. Pines, "Elementary Excitations in Solids",
W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963
24. F. Köhl, Opt. Comm. 2, 157 (1970)
25. H. Wolter in: "Handbuch der Physik", Bd. XXIV,
Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1956
26. D. L. Stierwalt and A. Nedoluha, Sol. State Comm. 8,
309 (1970)
27. K. Holst and H. Raether, Opt. Comm. 2, 312 (1970)
28. Siehe z. B.: A. Otto (Zitat Nr. 7)
29. R. Fuchs and K. L. Kliewer, Phys. Rev. 83, 2270 (1971)

Verzeichnis der Abbildungen

1. Theoretische Dispersionskurve für Oberflächenplasmonen (OP) in InSb nach Gl. (1), berechnet mit $\epsilon_L = 15.68$.
 $\omega_p/c \equiv k_p$: Wellenzahlvektor des Lichtes bei ω_p .
2. Diagramm der k-Werte zur Anregung von OP
 - a) Gittermethode: d = Gitterkonstante, m = Anregungsordnung, θ = Einstrahlwinkel.
 - b) Prismenmethode: $k = k_0 n \sin \alpha$ ist entsprechend Gl. (5) eingetragen.
3. Schematische Probenanordnung zur Ankopplung von OP mittels total reflektierter Wellen
4. Anordnung zur Plasmareflexionsmessung
 - a) S_1 = Planspiegel, S_2 bis S_4 = sphärische Hohlspiegel,
 R = Reflexionsprobe, θ = Einstrahlwinkel, P = Polarisator,
 E = Strahlungsempfänger
 - b) Polarisationsvektor $\vec{E}$ des Lichtes senkrecht zu den Furchen
5. Verlauf des Strahlenganges in den Siliziumprismen mit Probenanordnung zur Verminderung der Totalreflexion
 - a) Prisma für den Bereich $k = k_0 \dots 1.65 k_0$
 - b) Prisma für den Bereich $k = 1.50 \dots 2.50 k_0$
6. Einfluß des endlichen Öffnungswinkels ($\beta = 5^\circ$) des Lichtes: Unschärfe des Wellenzahlvektors k bzw. der Frequenz der angeregten OP
 - a) Gittermethode: Unterschiede für $m = -1$ bzw. $m = +1$ deutlich erkennbar
 - b) Prismenmethode
7. Experimentelle Plasmareflexion an InSb-Gitterprobe mit $d = 30 \mu\text{m}$. Polarisation $\vec{E}$ des Lichtes senkrecht zu den Gitterfurchen. Einstrahlwinkel $\theta = 0^\circ$, m = Anregungsordnung der

OP mit theoretisch angepaßten Resonanzfrequenzen (Pfeile).
Gestrichelte Kurve: Reflexionsverlauf der glatten Oberfläche.

8. Experimentelle Plasmareflexion für verschiedene Einstrahlwinkel θ im Bereich der Anregungsordnungen $m = -1$ und $m = +1$ (vergl. Abb. 2a)
9. Experimentelle Reflexionskurven bei $\theta = 0^\circ$ für verschiedene Proben dotierungen. Die Gitterkonstanten d sind in die Kurven eingetragen.
10. Theoretische Reflexionskurven nach Gl. (6) bei Anregung von OP für $\omega_r = 0.40 \omega_p$. F = Oszillatorenstärke, γ_p = Dämpfung der OP, γ_{fc} = Einteilchendämpfung.
11. Theoretische Reflexionskurven nach Gl. (6) für Anregung von OP bei $\omega_r = 0.60 \omega_p$. Bedeutung von F , γ_p und γ_{fc} wie in Abb. 10.
12. Theoretische Reflexionskurven nach Gl. (6). Spezielle Auswahl zur Anpassung des experimentellen Reflexionsverlaufs in Abb. 7.
13. Tabelle I: Anpaßparameter der theoretischen Kurven in Abb. 12.
14. Tabelle II: Aufstellung der angepaßten Resonanzfrequenzen zur Dispersionskurve in Abb. 15. Die Werte für ω_r sind nach steigenden k -Werten geordnet.
15. Experimentelle Dispersionskurve nach der Gittermethode (Kreise als Meßpunkte). Durchgezogene Kurve: Theoretischer Dispersionsverlauf nach Gl. (1).
16. a) Resonanzfrequenzen der OP als Funktion des Einstrahlwinkels θ . Kreise: Anpaßwerte aus den Messungen in

Abb. 8. Quadrate: Extrapolierte Werte für $\theta = 0^\circ$.

b) Aufspaltung der experimentellen Dispersion bei $k = 2\pi/d$, resultierend aus den Werten in Abb. 16a.

17. Experimentelle Plasmareflexion an GaAs-Gitterproben für Polarisation des Lichtes $\vec{E}$ parallel zu den Gitterfurchen. Die Gitterkonstante wurde variiert. Durchgezogene Kurve: Glatte Oberfläche zum Vergleich. Der Dip bei etwa 33 meV ist durch Plasmon-Phonon-Wechselwirkung verursacht.
18. Experimentelle Plasmareflexion an einer InSb-Gitterprobe für $\vec{E}$ parallel zu den Gitterfurchen. Durchgezogene Kurve: Glatte Oberfläche zum Vergleich.
- 19- Experimenteller Verlauf der Totalreflexion bei Anregung
21: von OP für verschiedene k-Werte. Die Luftspaltbreite a wurde variiert. Plasmafrequenz der Probe $\omega_p = 426.5 \text{ cm}^{-1}$, entsprechend $\lambda_p = 23.45 \text{ }\mu\text{m}$.
22. Abhängigkeit der Totalreflexion von der Luftspaltbreite a für zwei ausgewählte k-Werte (experimentell)
- 23- Theoretischer Verlauf der Totalreflexion für verschiedene
25: Werte von k. Luftspaltbreite a in Einheiten der Plasmawellenlänge λ_p (im Experiment: $\lambda_p = 23.45 \text{ }\mu\text{m}$)
26. Tabelle III: Vergleich der theoretischen Kurven aus Abb. 23 bis 25 mit den zugehörigen Resonanzfrequenzen ω_r der OP. HWB = Halbwertsbreite der Kurven.
27. Experimentelle Dispersionskurve nach der Prismenmethode (Quadrate als Meßpunkte). Durchgezogene Kurve: Theoretische Dispersion nach Gl. (1).
28. Eindringtiefe für OP in ein äußeres Dielektrikum n_D (Abfall der Amplitude auf $1/e$)

29. Dispersionsverlauf mit dielektrischer Randschicht nach Gl. (8) (durchgezogene Kurve). Quadrate: Experimentelle Ergebnisse der Prismenmethode (vergl. Abb. 27), gestrichelte Kurve: Theoretische Dispersion nach Gl. (1).

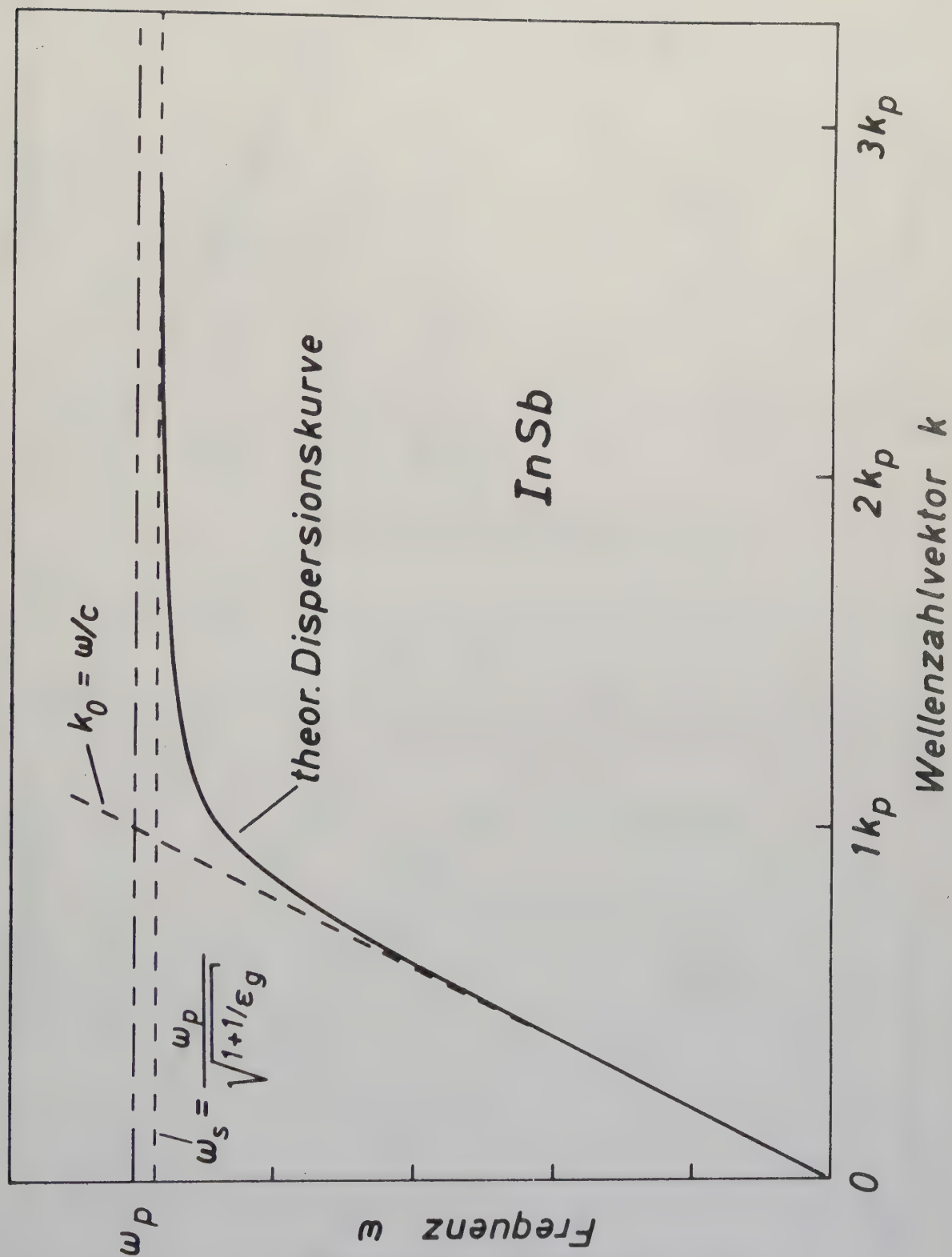


Abb.1

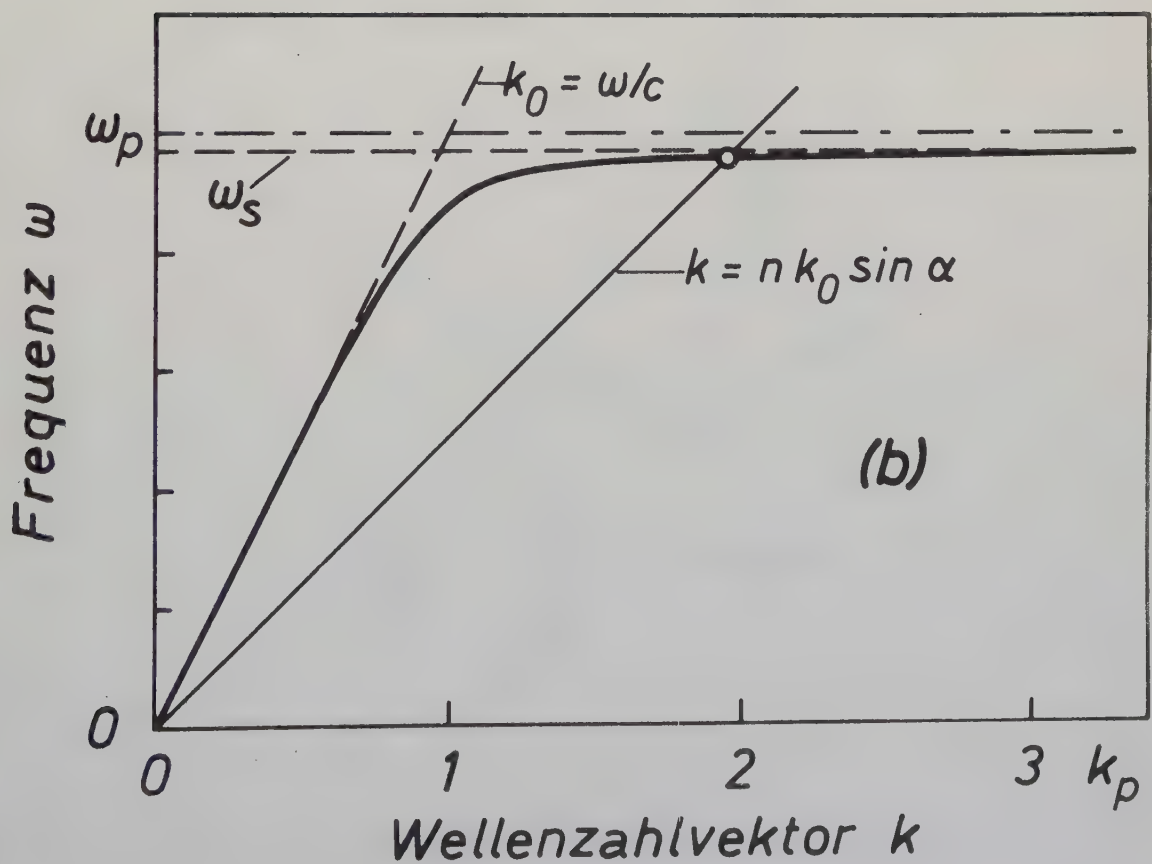
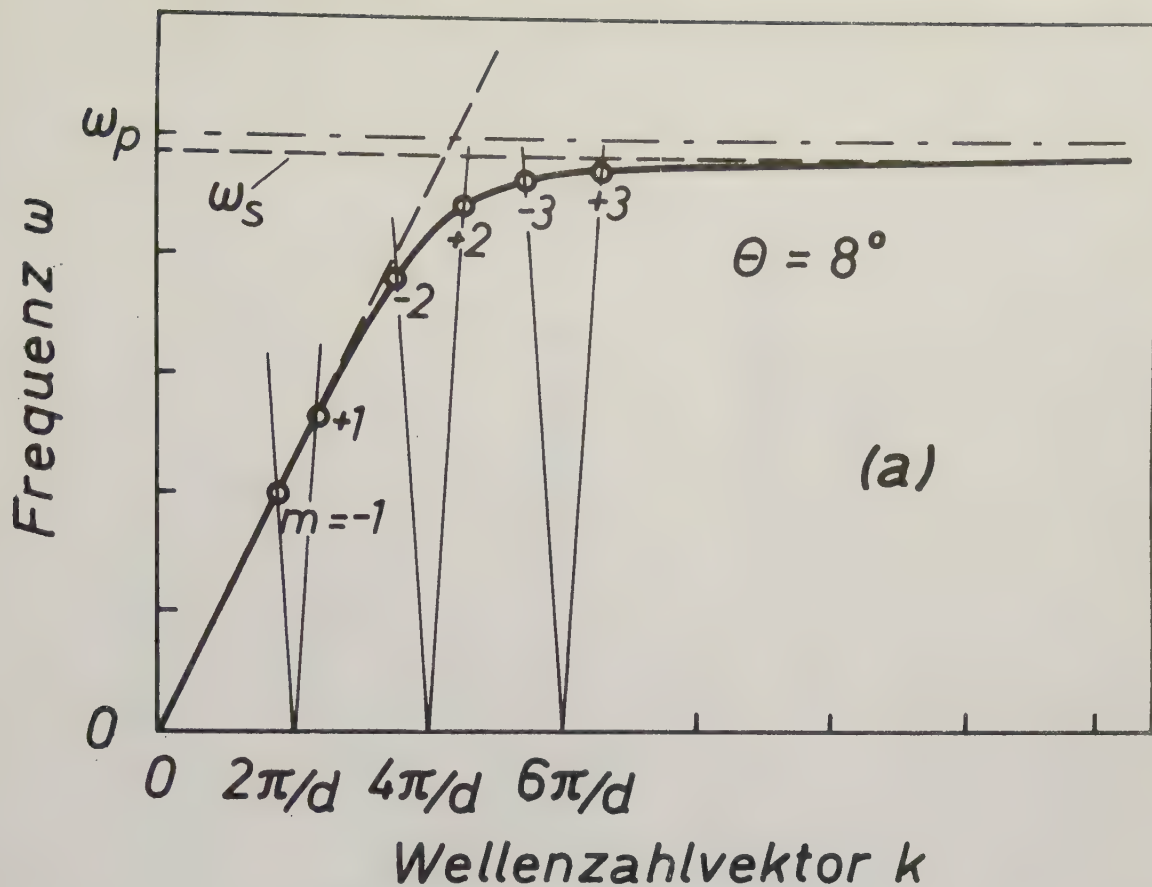
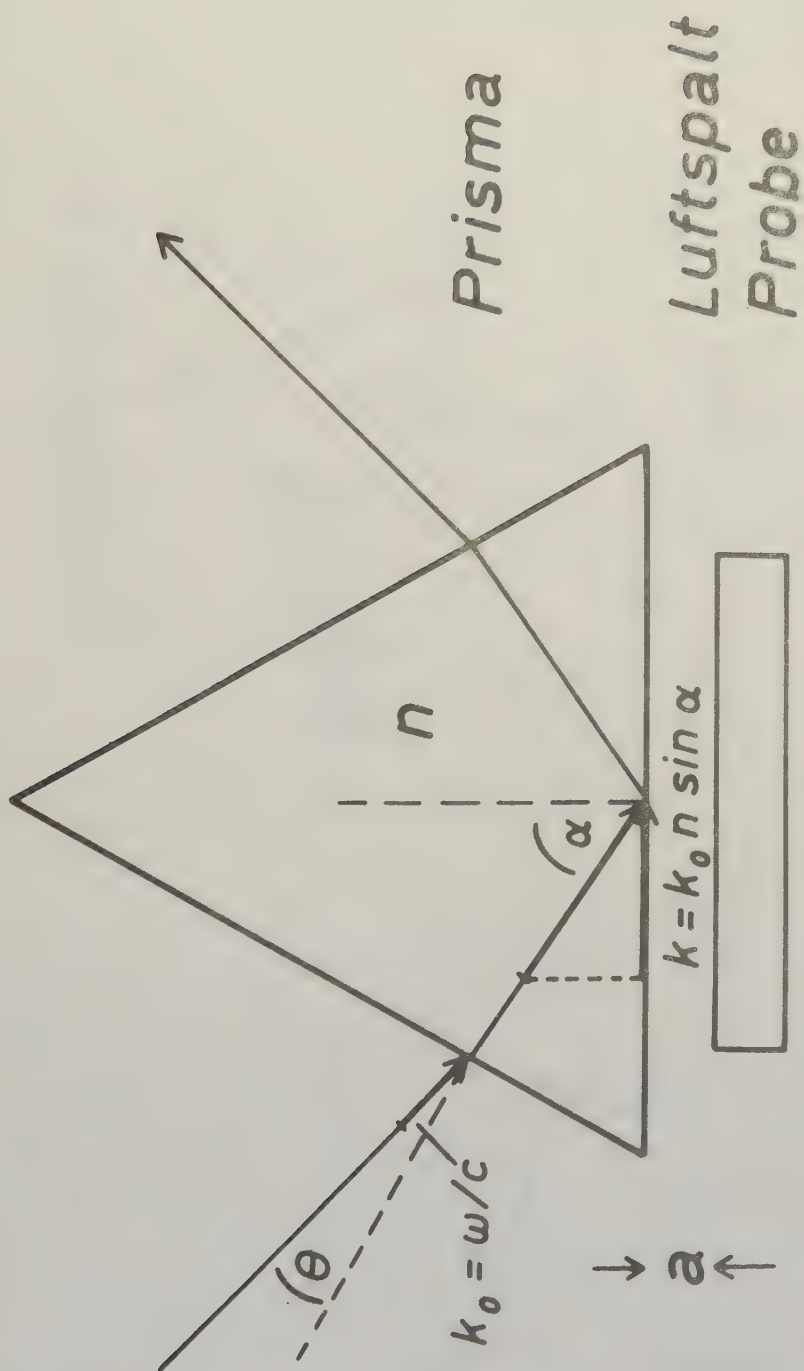
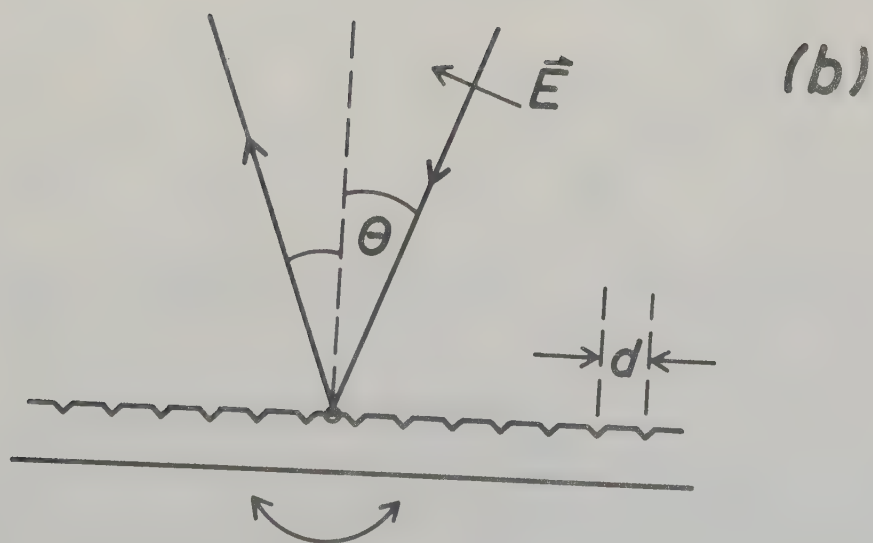
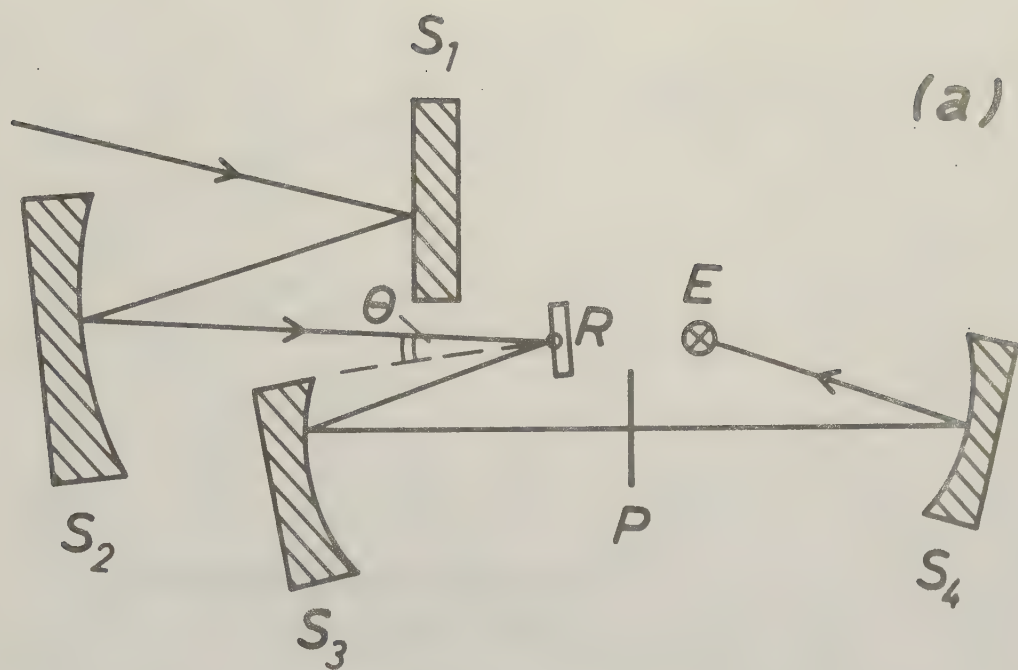
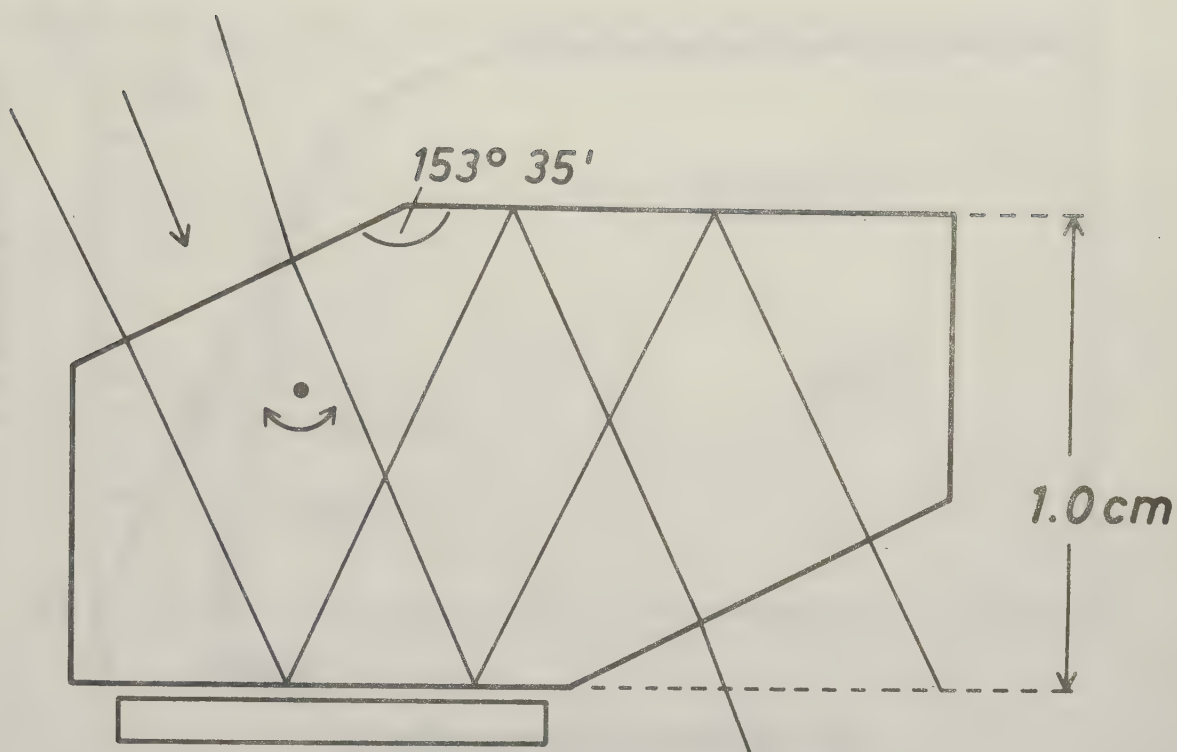


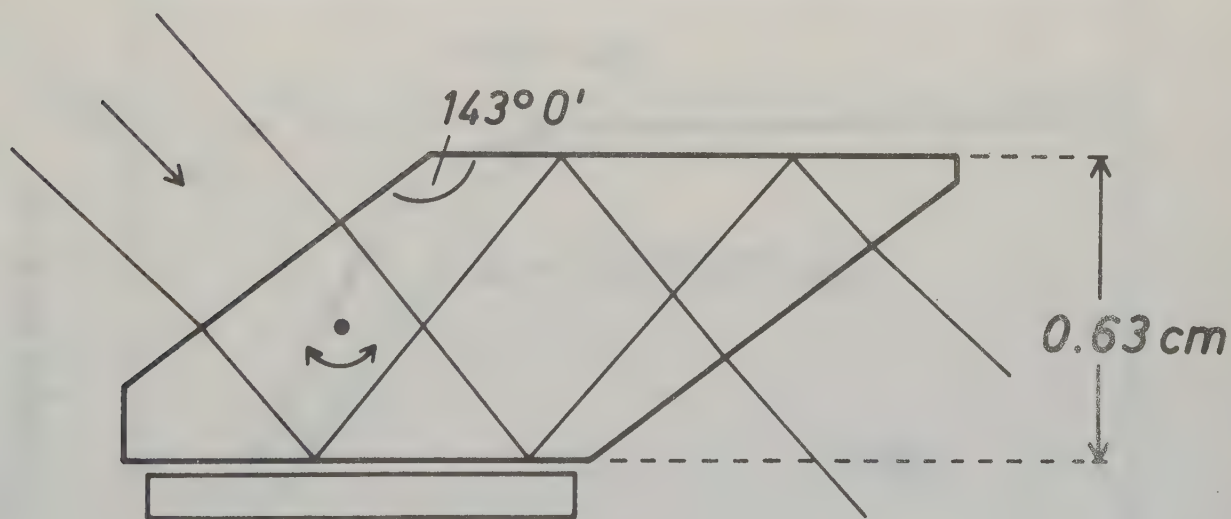
Abb. 2



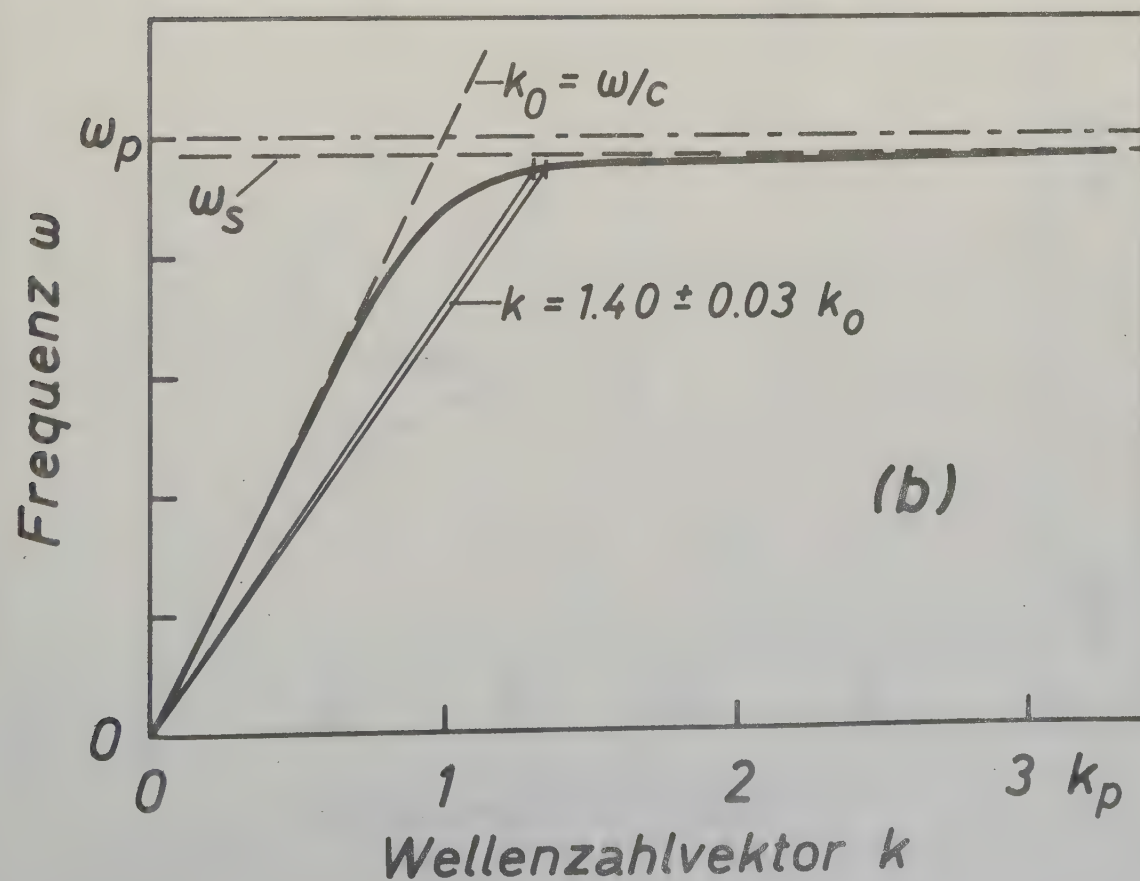
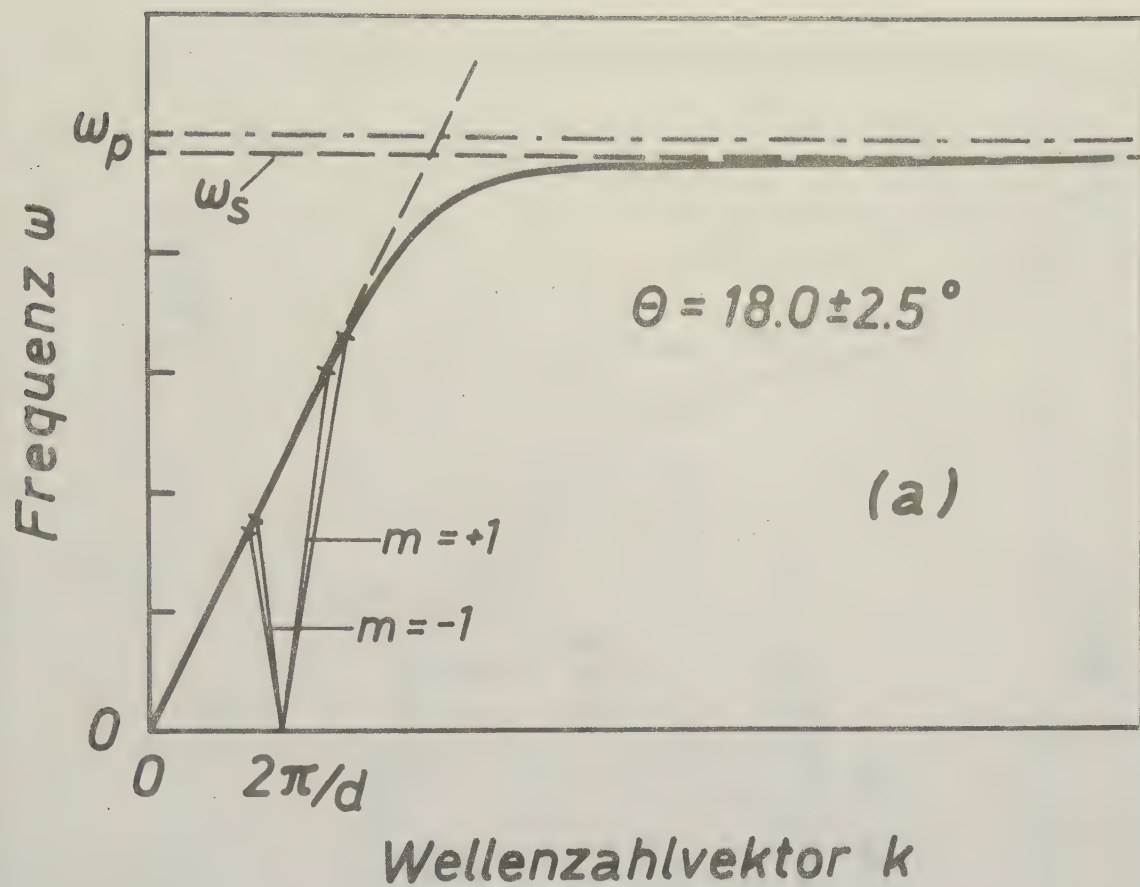


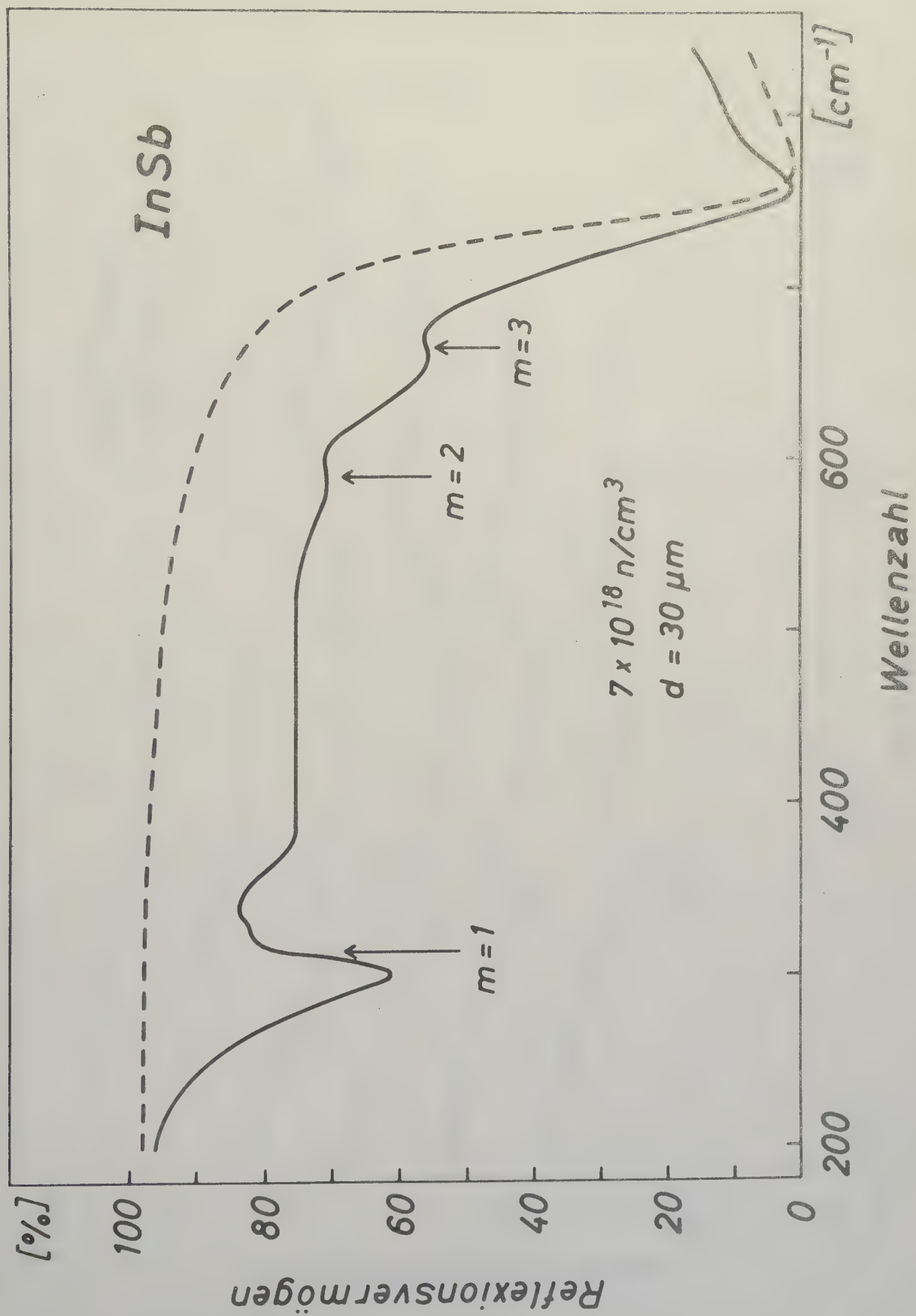


a) $k = k_0 \dots\dots 1.65 k_0$



b) $k = 1.50 \dots\dots 2.60 k_0$





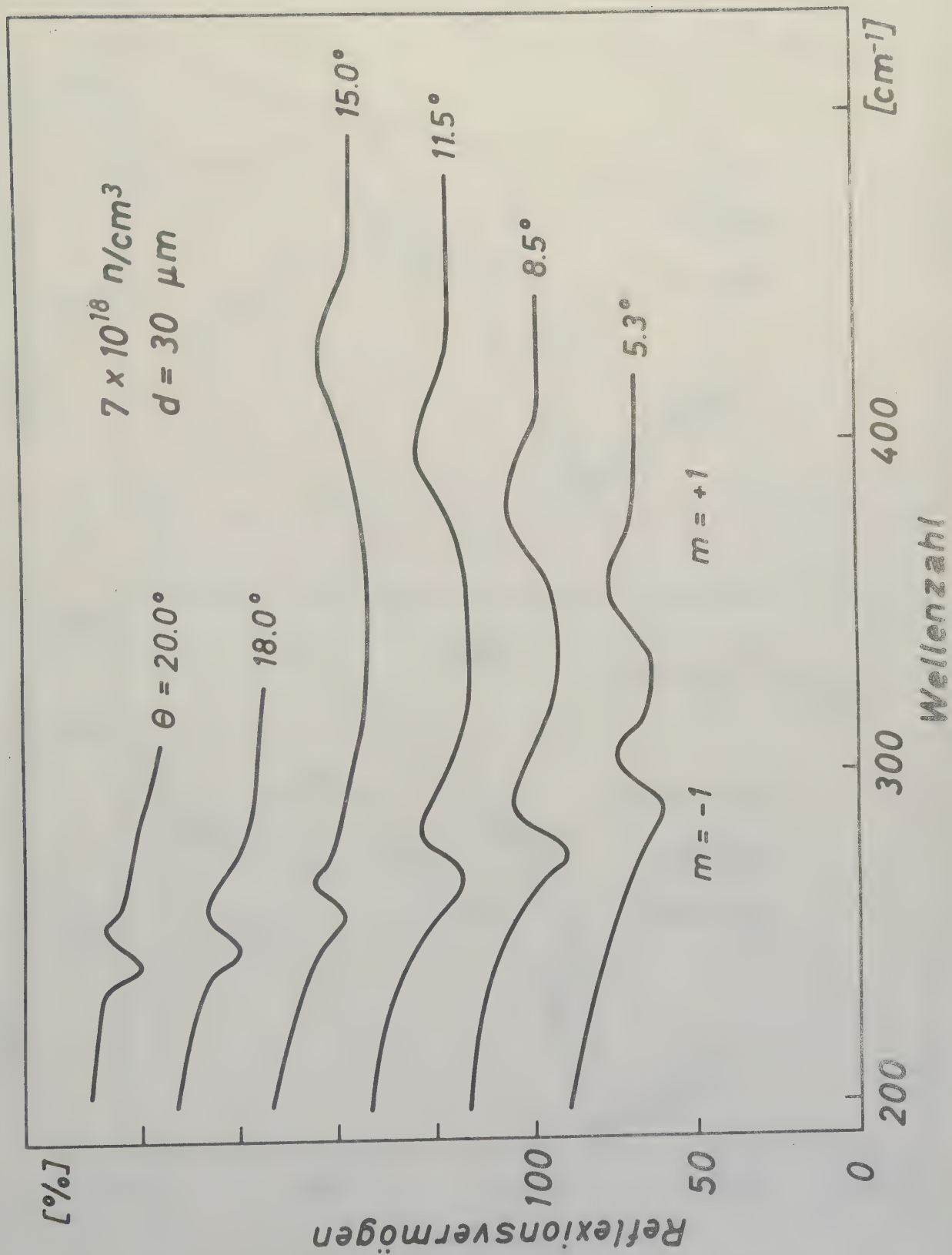


Abb. 8

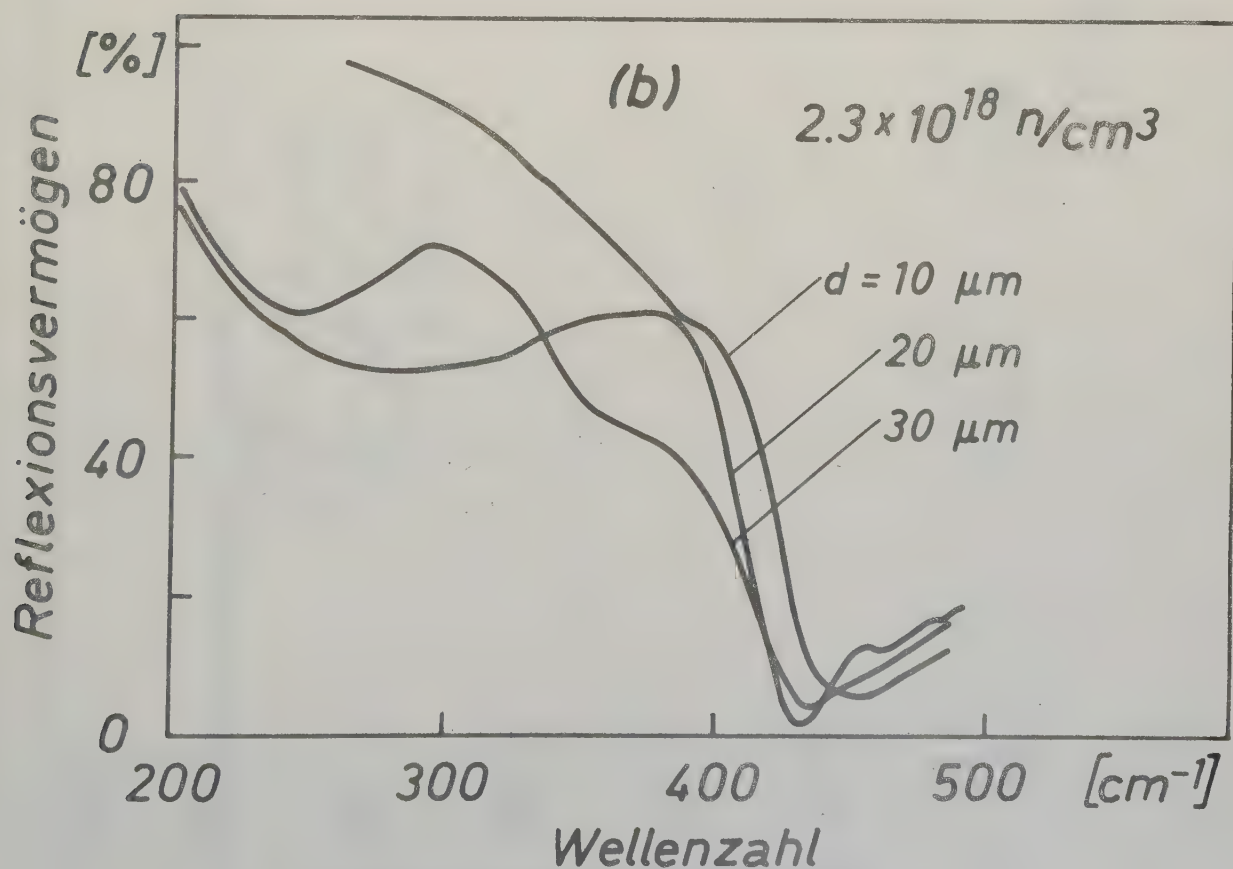
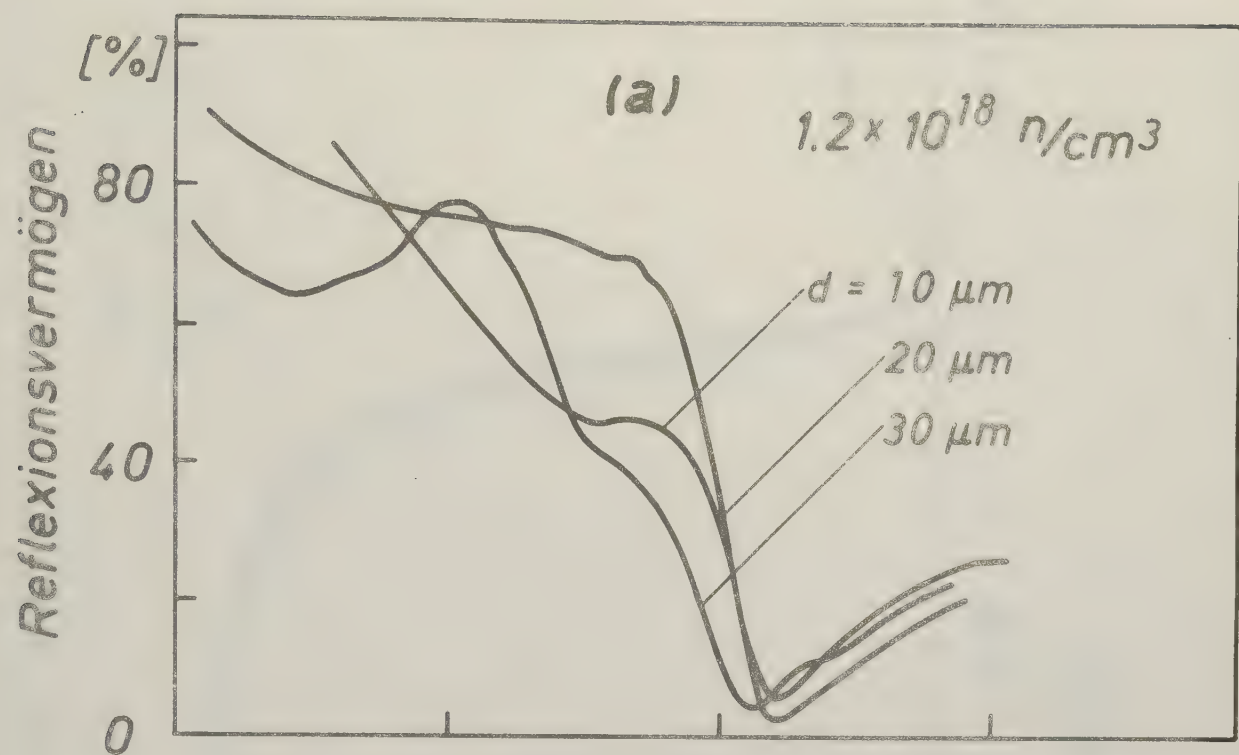


Abb. 9

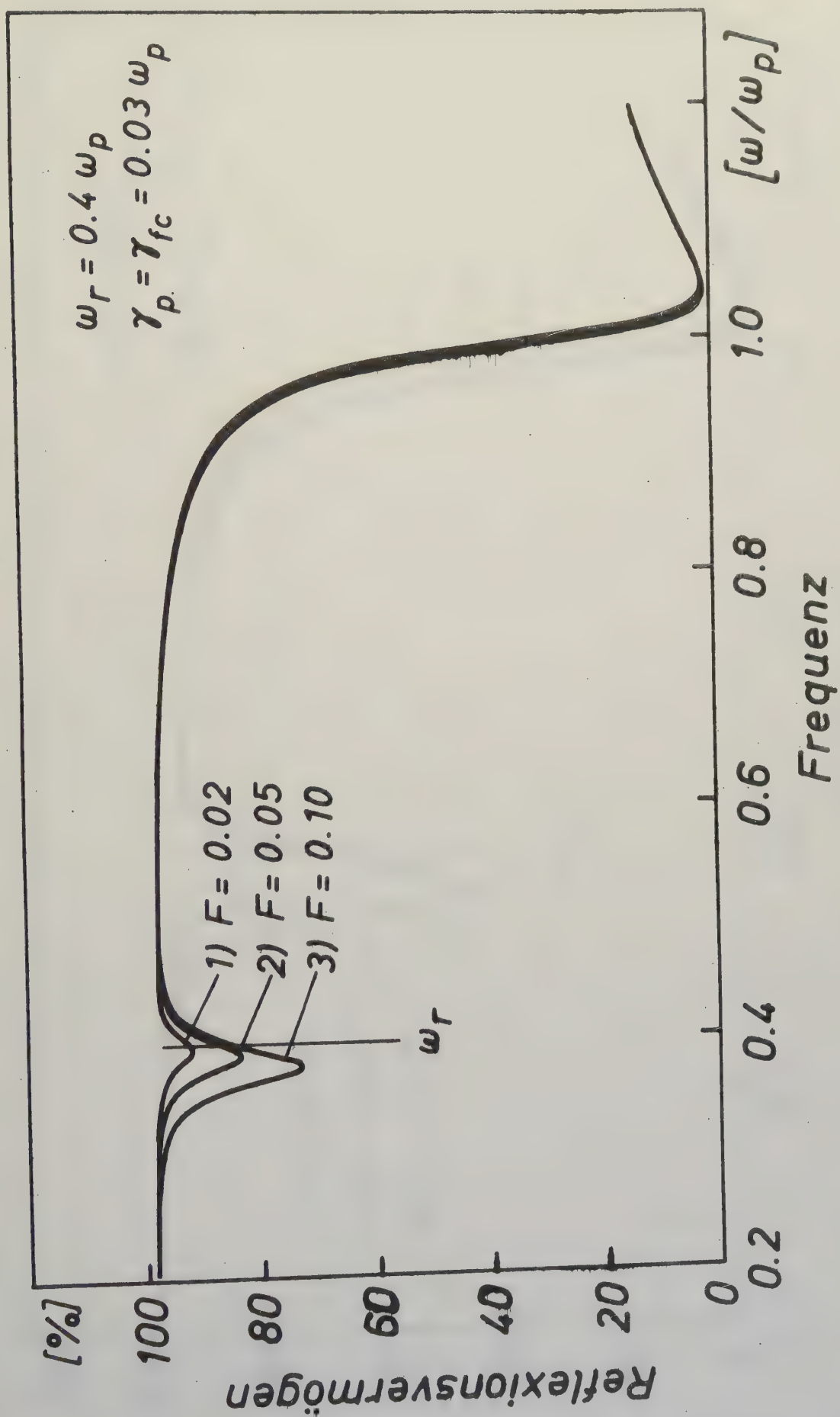
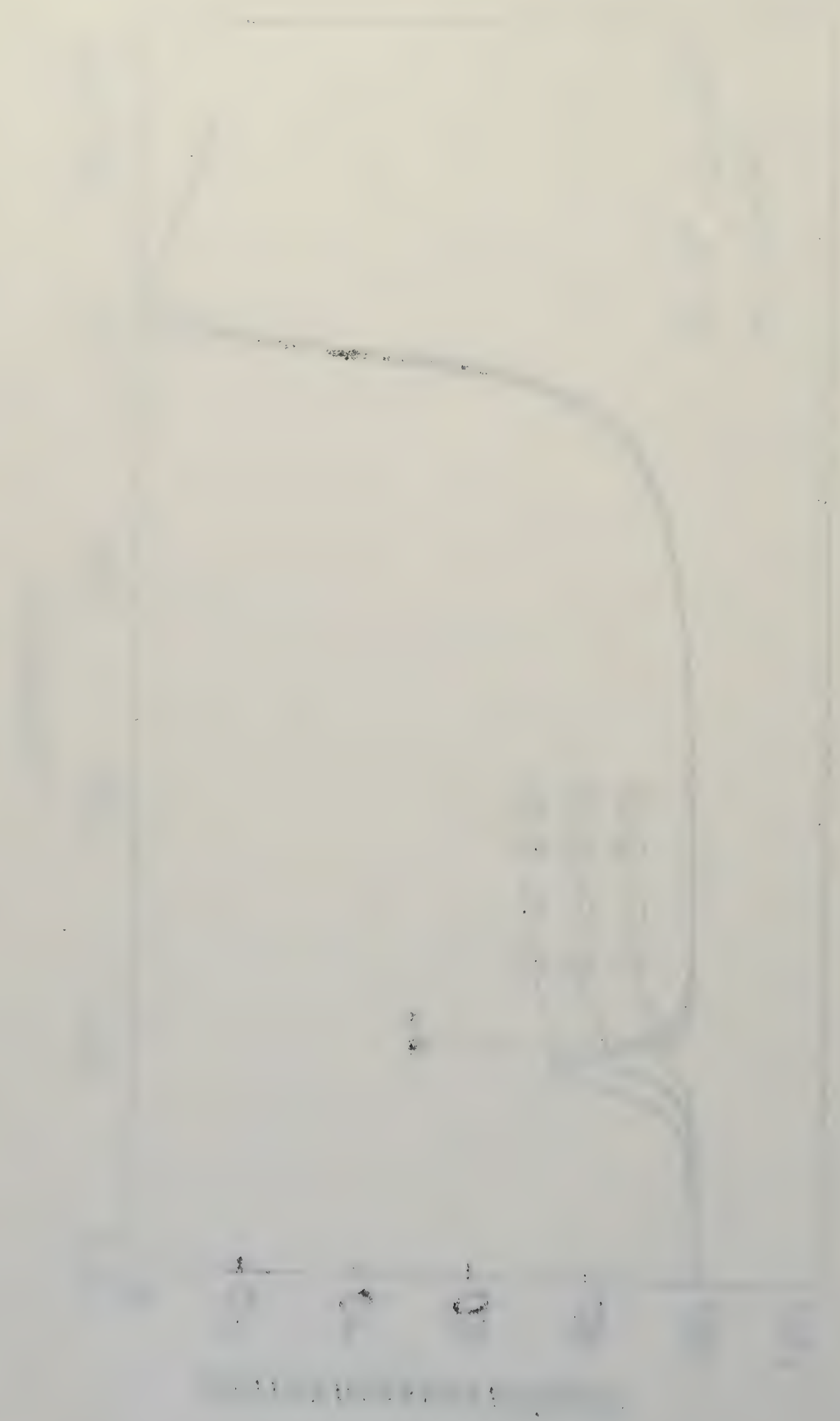


Abb. 10



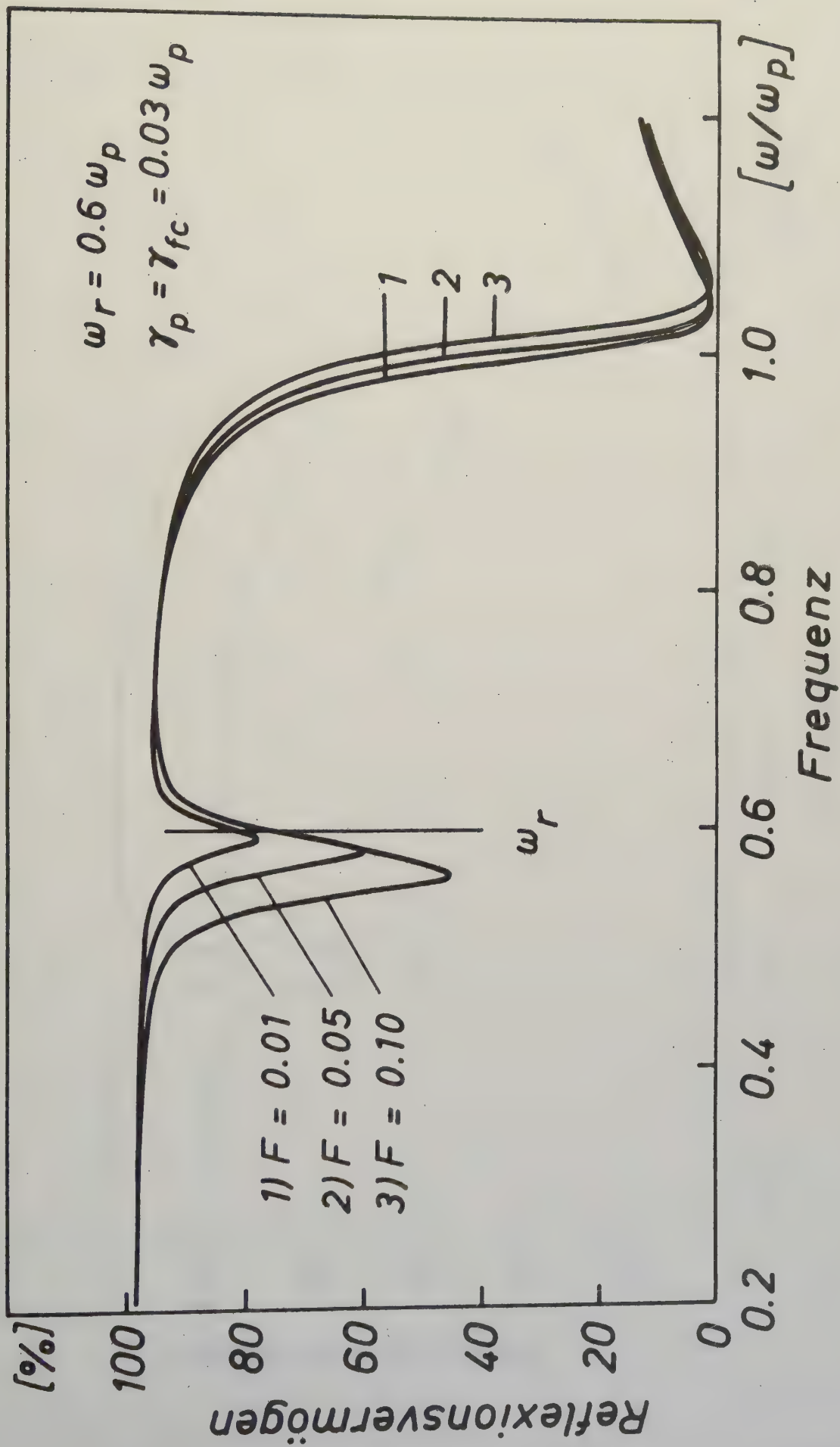


Abb. 11

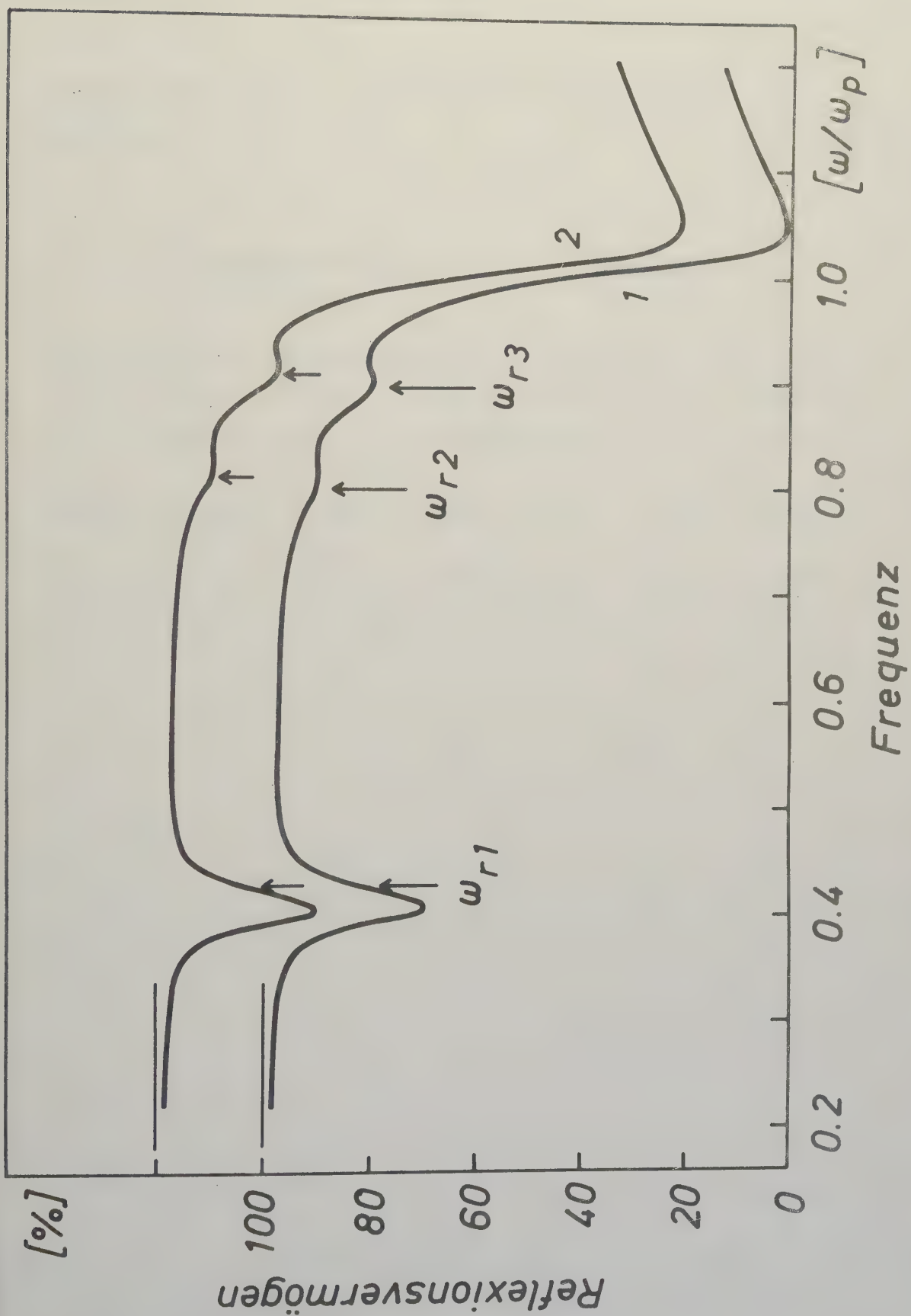


Abb. 12

Tabelle I

Anpaßparameter zu den theoretischen Reflexionskurven in
Abb. 12:

	Resonanzfrequenzen in $ \omega_p $			Dämpfung in $ \omega_p $		
	ω_{r1}	ω_{r2}	ω_{r3}	γ_{p1}	γ_{p2}	γ_{p3}
Kurve 1	0.430	0.800	0.895	0.03	0.06	0.055
Kurve 2	0.430	0.810	0.905	0.03	0.06	0.055

Tabelle II

Aufstellung der angepaßten Resonanzfrequenzen zu Abb. 15

Resonanz- frequenz $\omega_r [\% \omega_p]$	Probe Dotierung $[10^{18} \text{n/cm}^3]$	Gitterkonst. $d [\mu\text{m}]$	Ordnung m	Einstrahl- winkel $\theta [^\circ]$
33.9±0.2	7.0	30	-1	20.0
34.6±0.2	7.0	30	-1	18.0
36.0±0.2	7.0	30	-1	15.0
37.6±0.3	7.0	30	-1	11.5
38.8±0.2	7.0	30	-1	8.5
40.7±0.3	7.0	30	-1	5.3
43.1±0.3	7.0	30	-1	0 (extrapol.)
44.7±0.6	7.0	30	+1	0 (extrapol.)
47.7±0.7	7.0	30	+1	5.3
49.7±1.0	7.0	30	+1	8.5
51.9±0.7	7.0	30	+1	11.5
54.9±1.5	7.0	30	+1	15.0
66.3±0.7	2.3	30	-1	6.0
75.8±1.0	1.2	30	+1	0
78.3±0.7	2.3	30	+1	6.0
80.8±1.0	7.0	30	+2	0
82.7±0.7	1.2	20	-1	20.0
86.4±0.3	1.2	20	-1	14.5
87.4±0.5	7.0	10	-1	20.0
87.9±0.3	1.2	20	-1	8.5
90.4±1.0	1.2	20	+1	0
91.9±1.0	7.0	30	+3	0
93.1±1.0	1.2	30	+2	0
93.2±1.5	2.3	30	+2	6.0
93.0±0.5	7.0	10	+1	20.0
92.8±1.0	2.3	10	+1	0
93.0±0.3	1.2	20	+2	0
93.3±1.3	1.2	10	+1	0

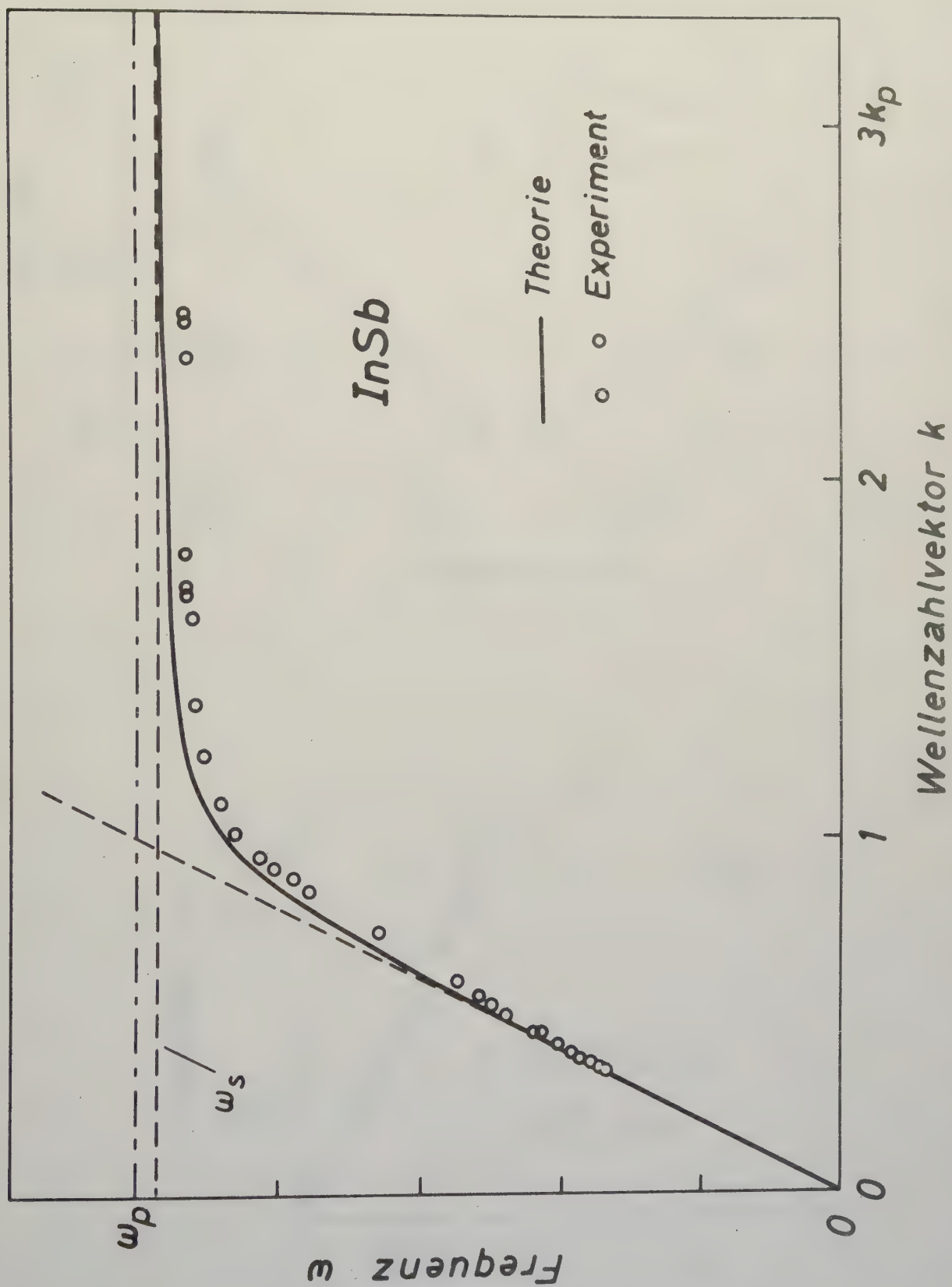


Abb. 15

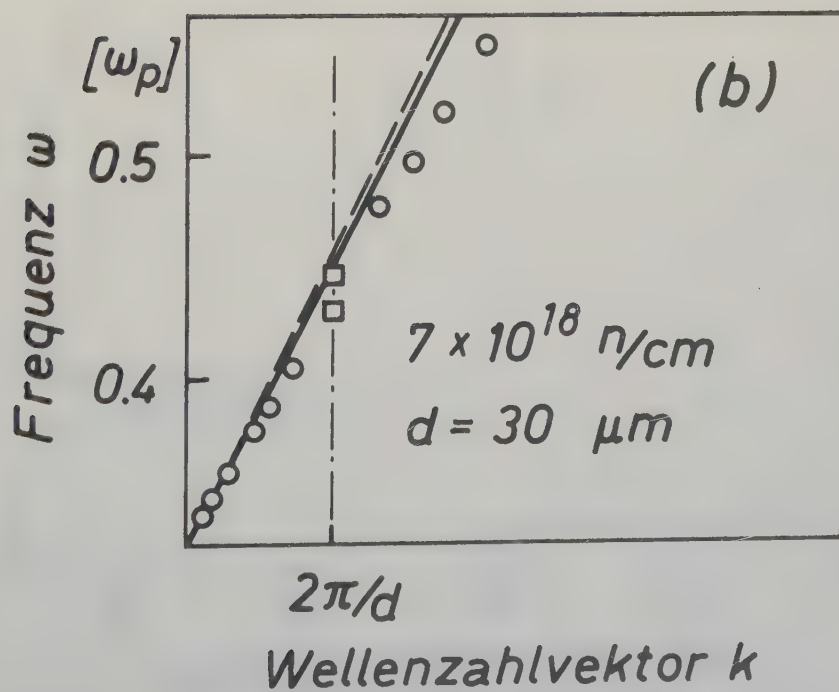
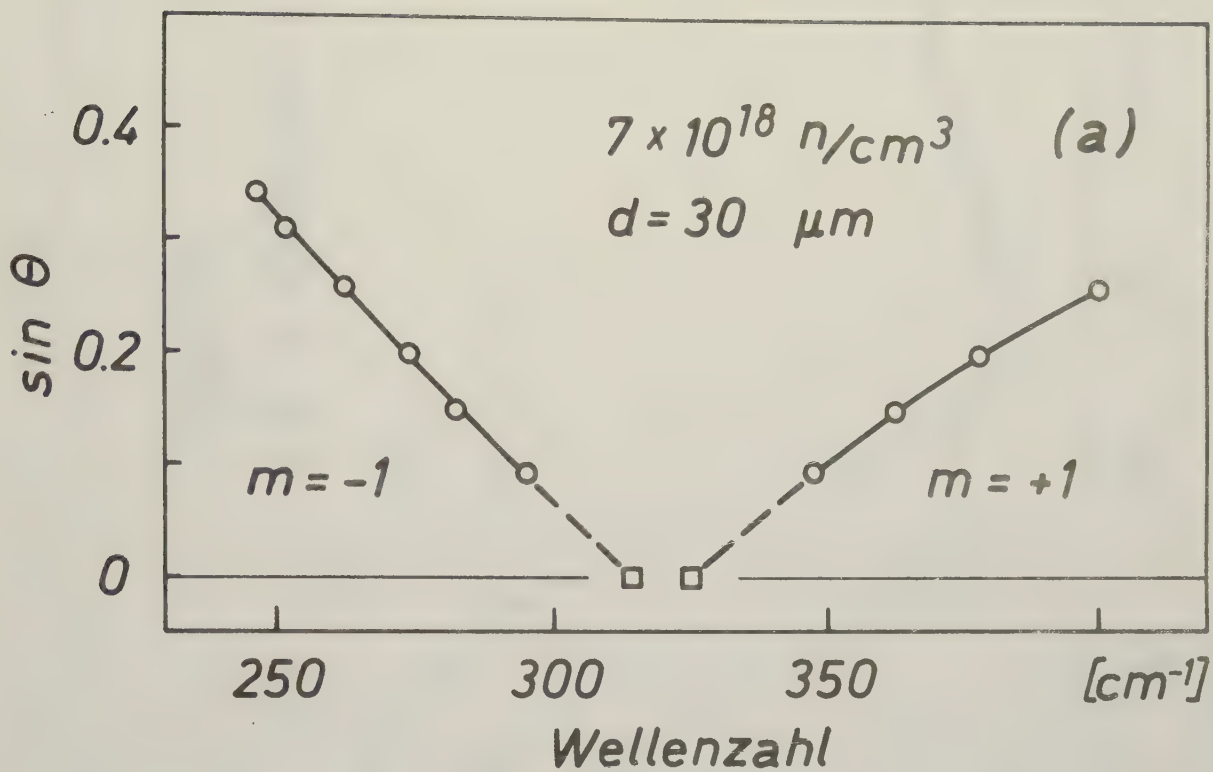


Abb. 16

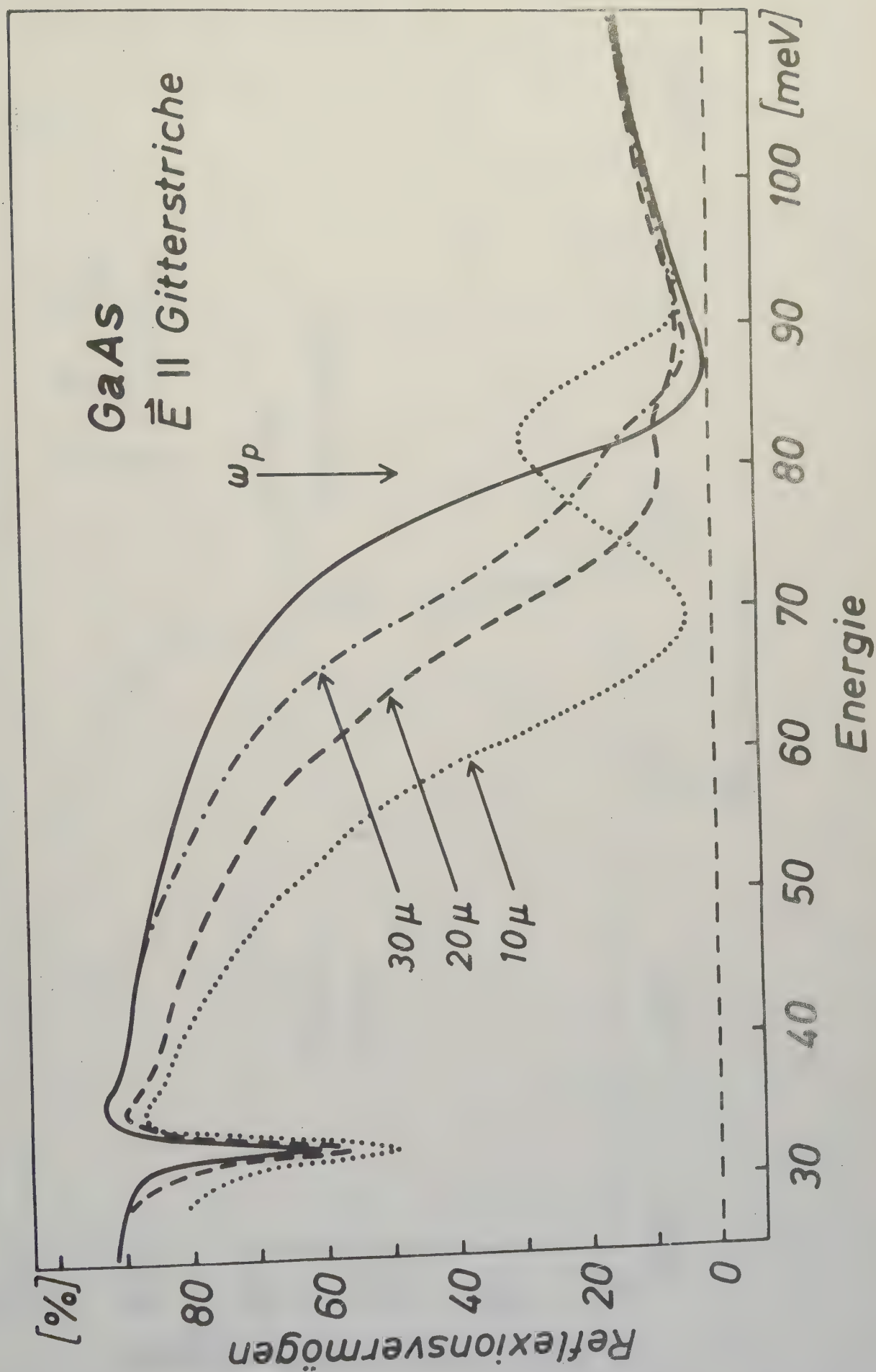


Abb. 17

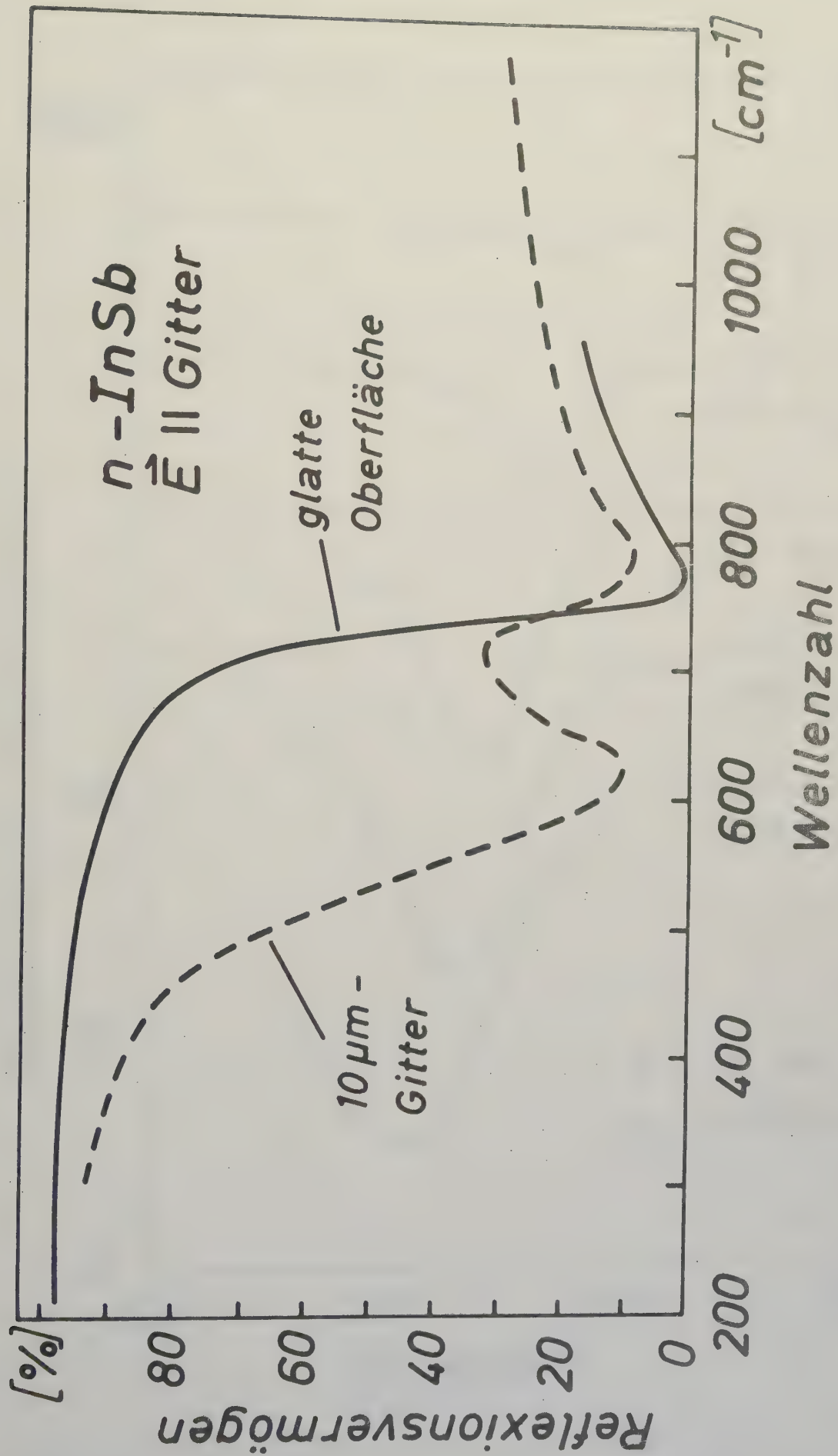


Abb. 18

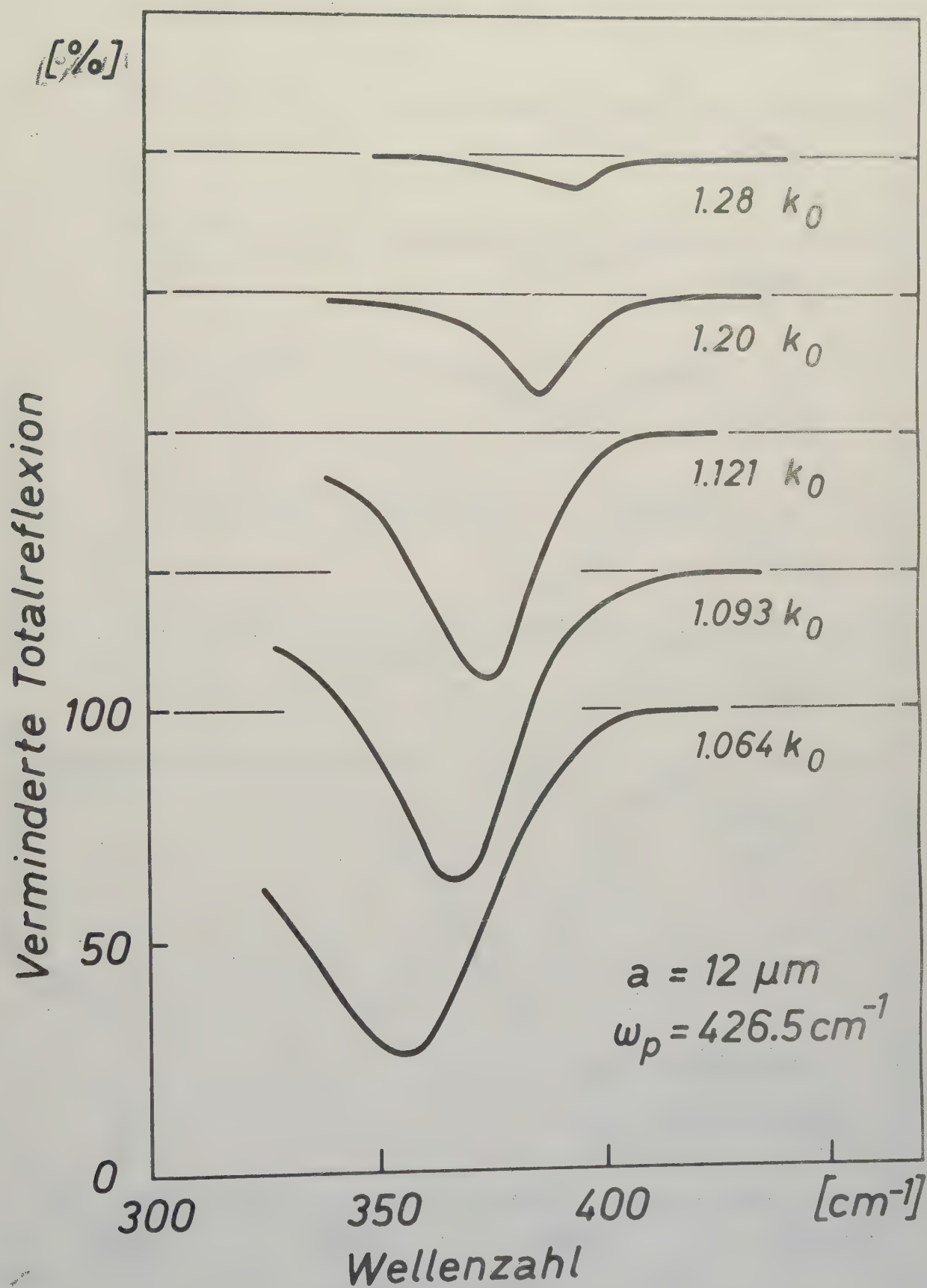


Abb. 19

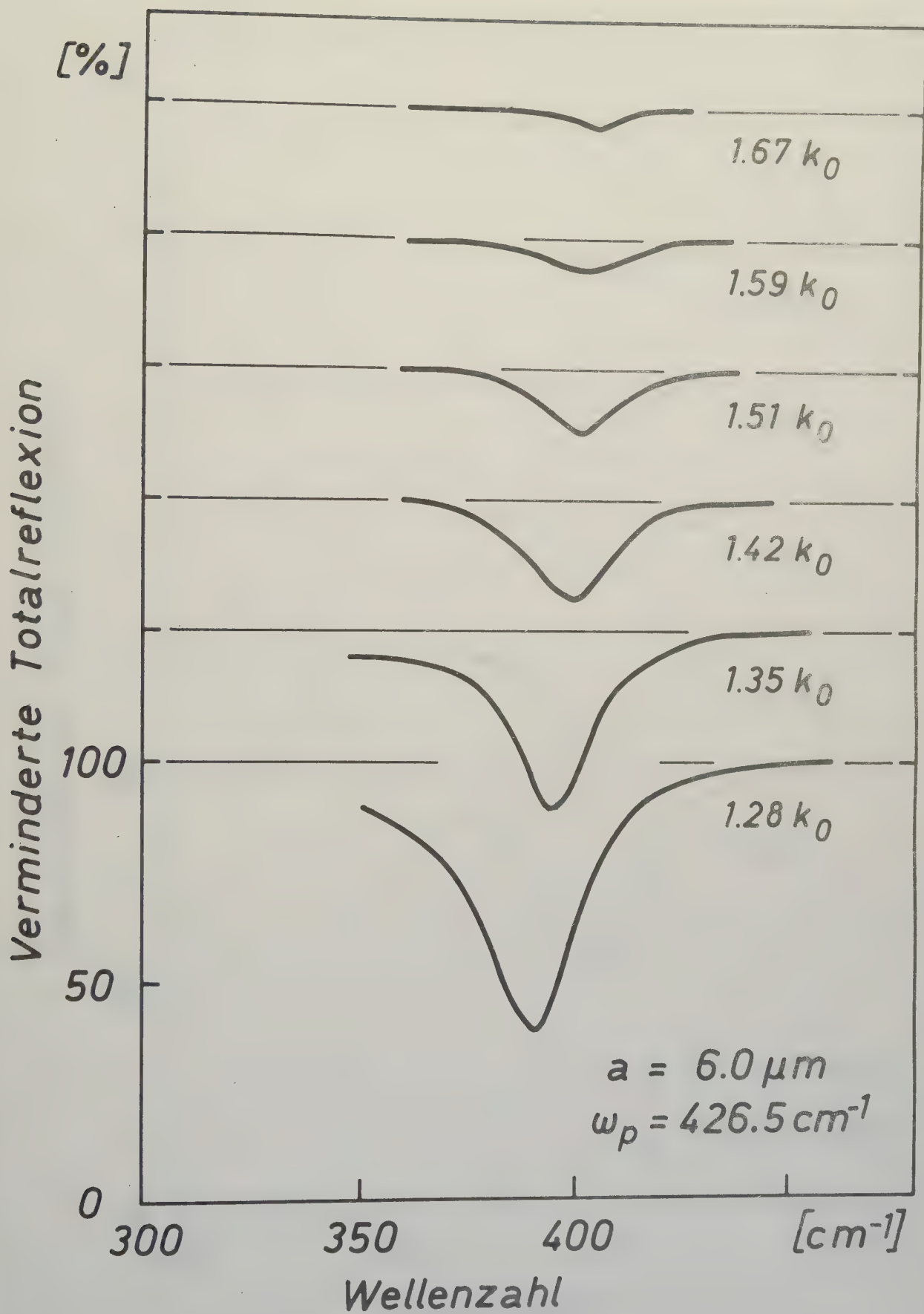


Abb. 20

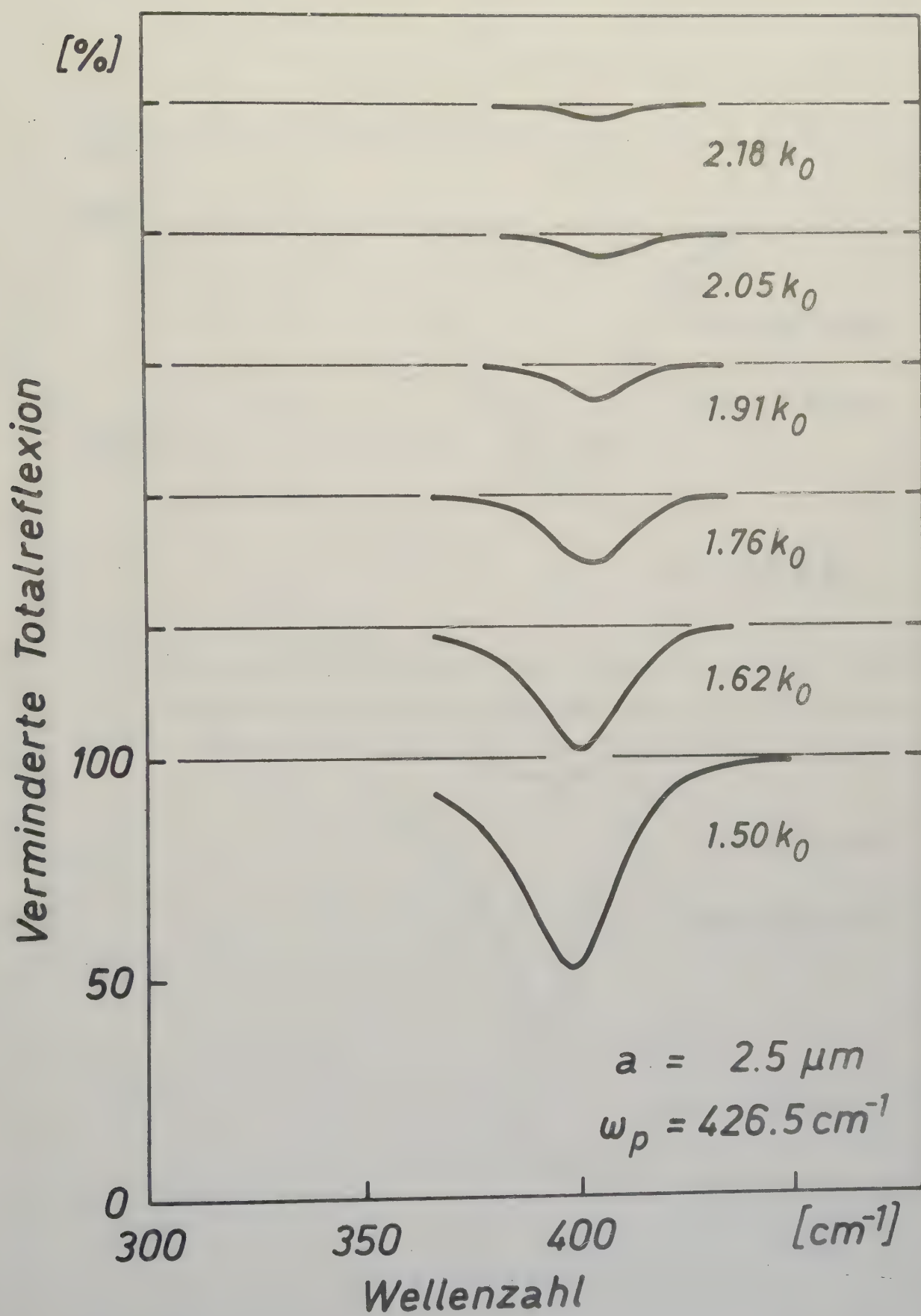


Abb. 21

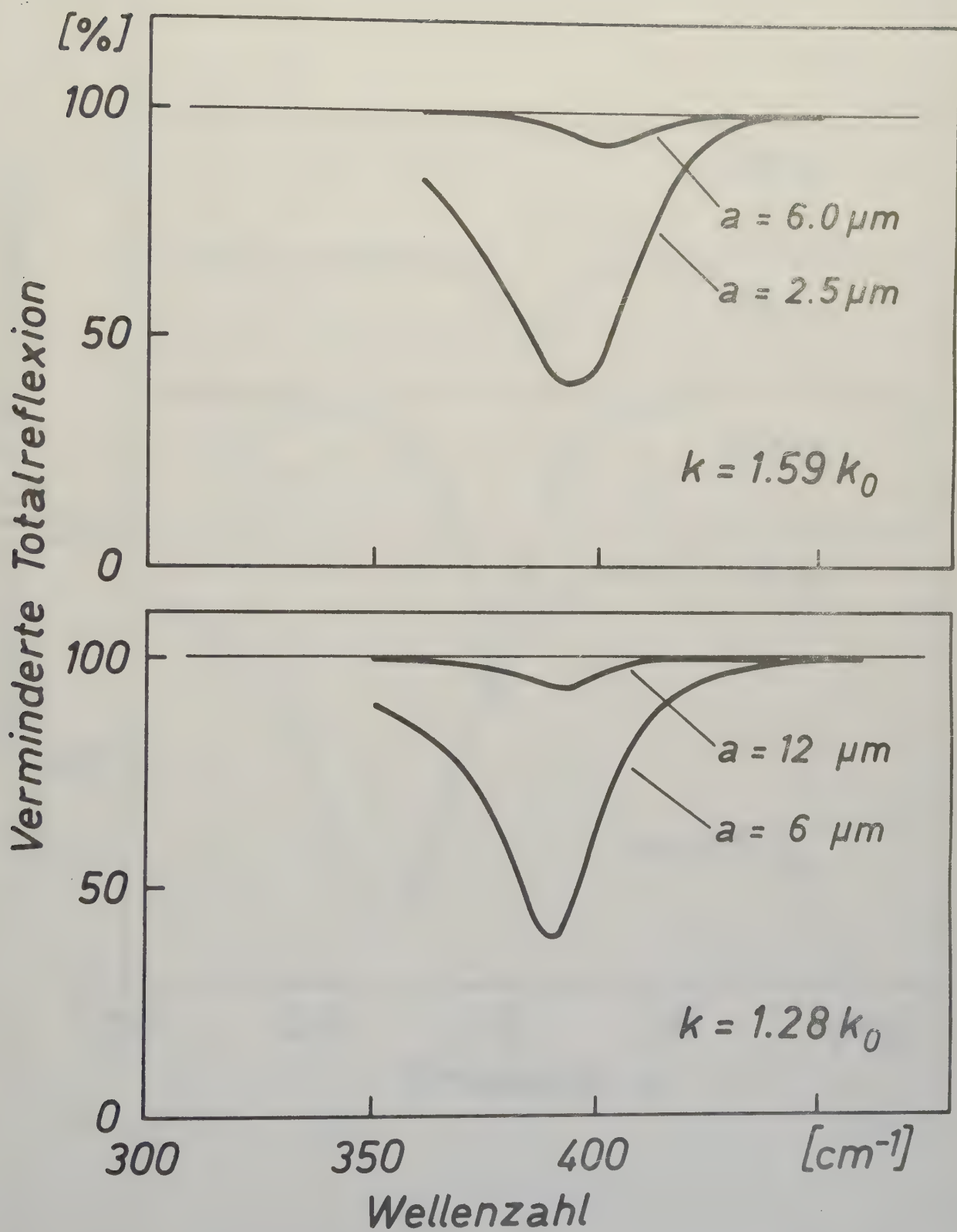


Abb. 22

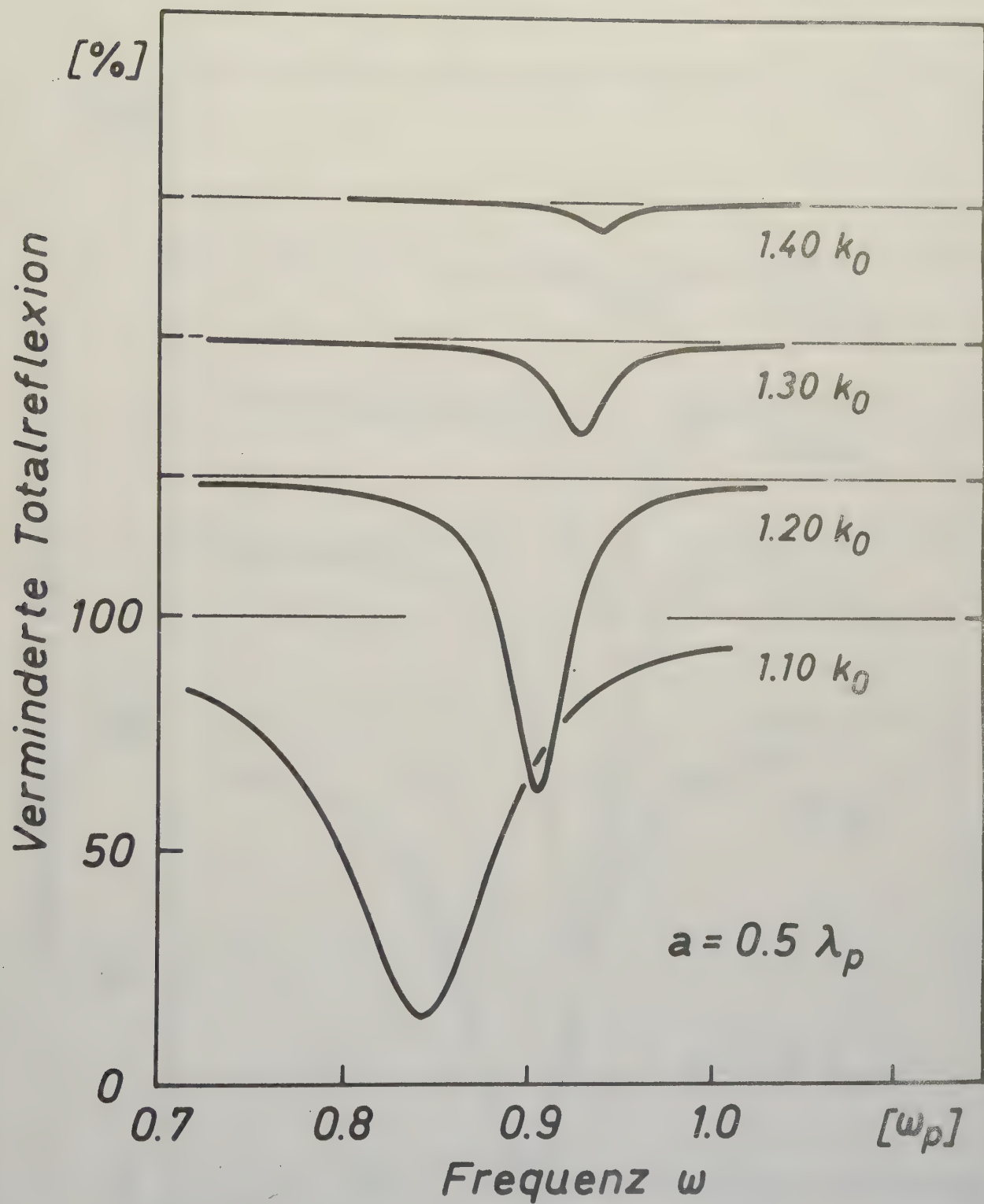


Abb. 23

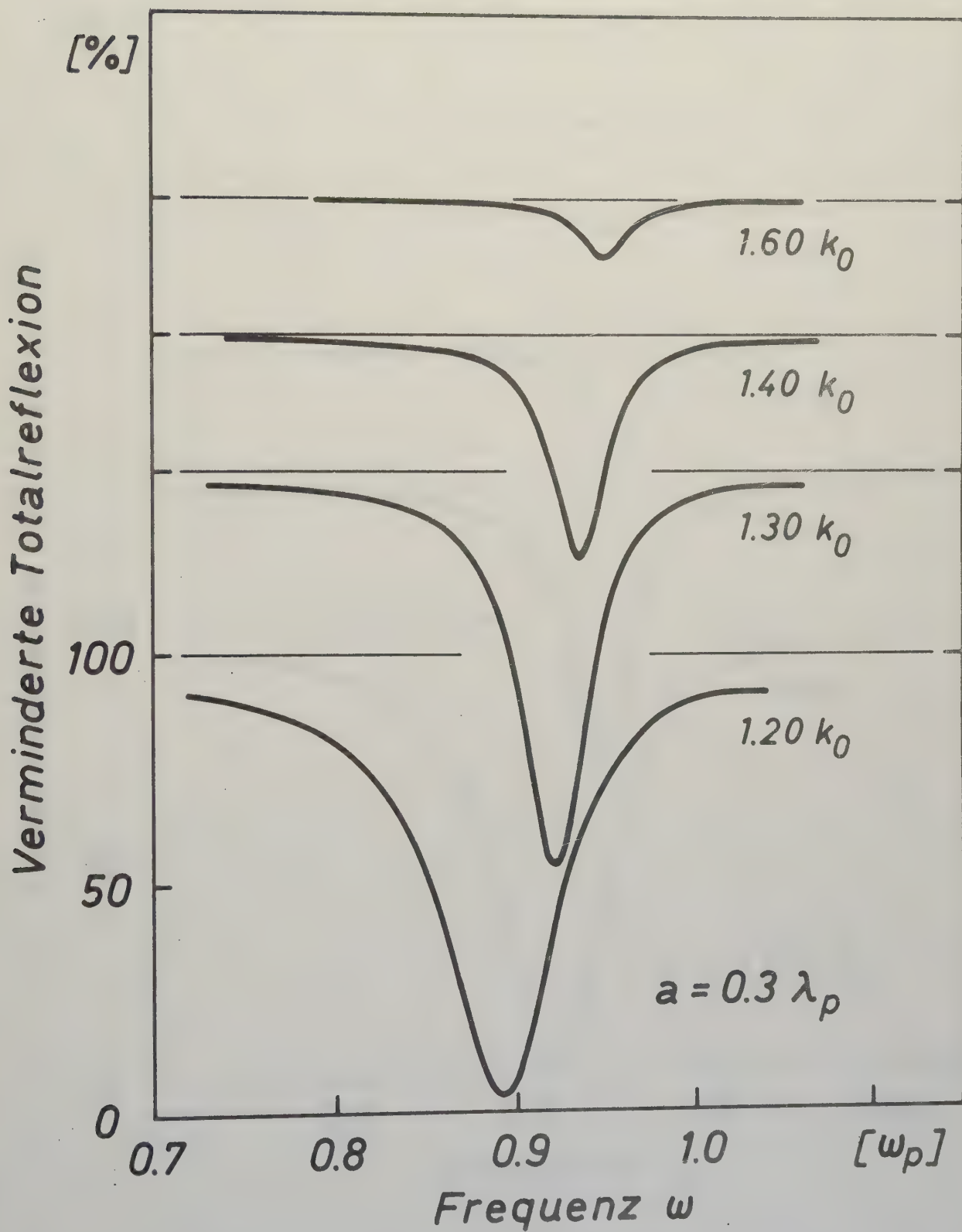


Abb. 24

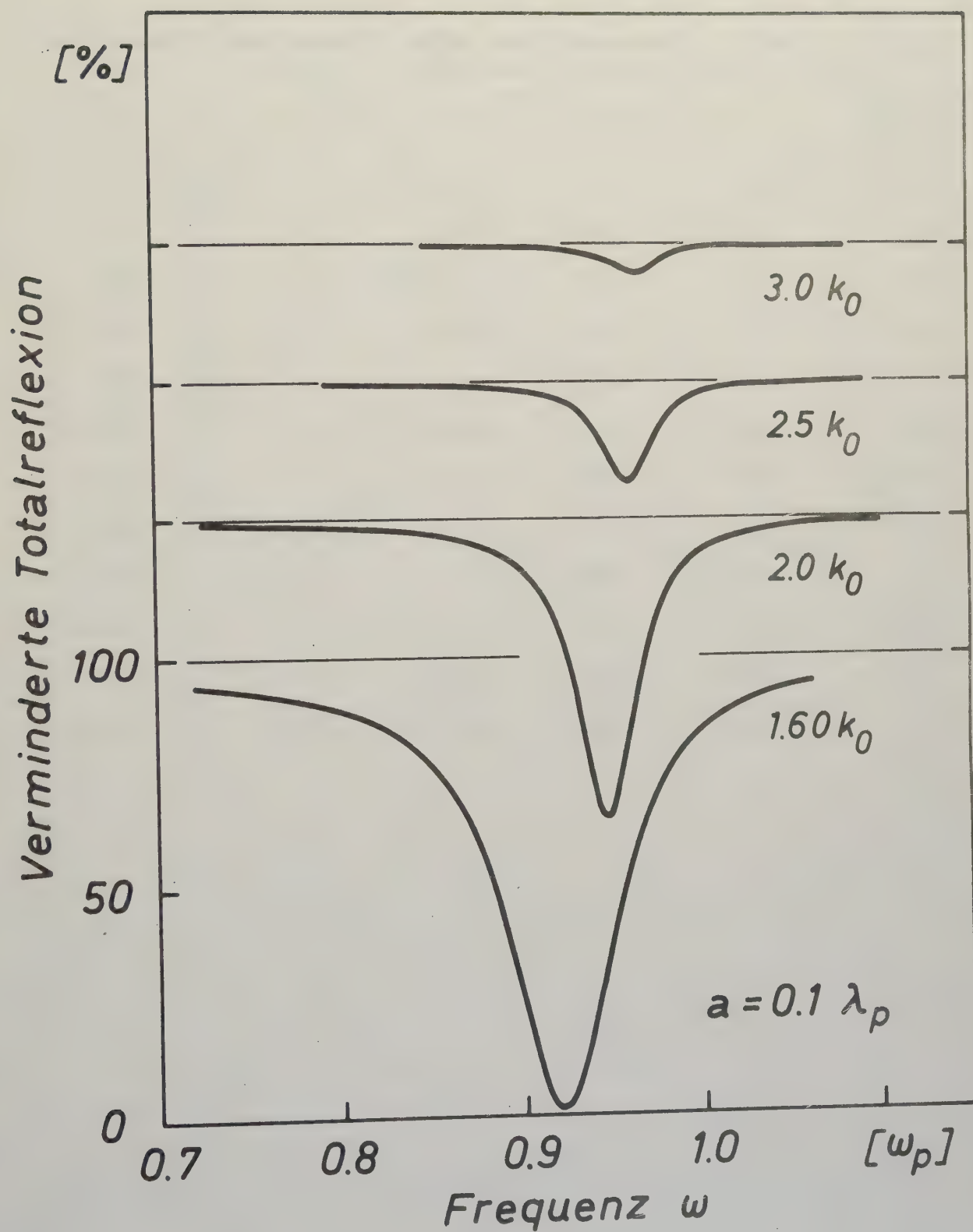
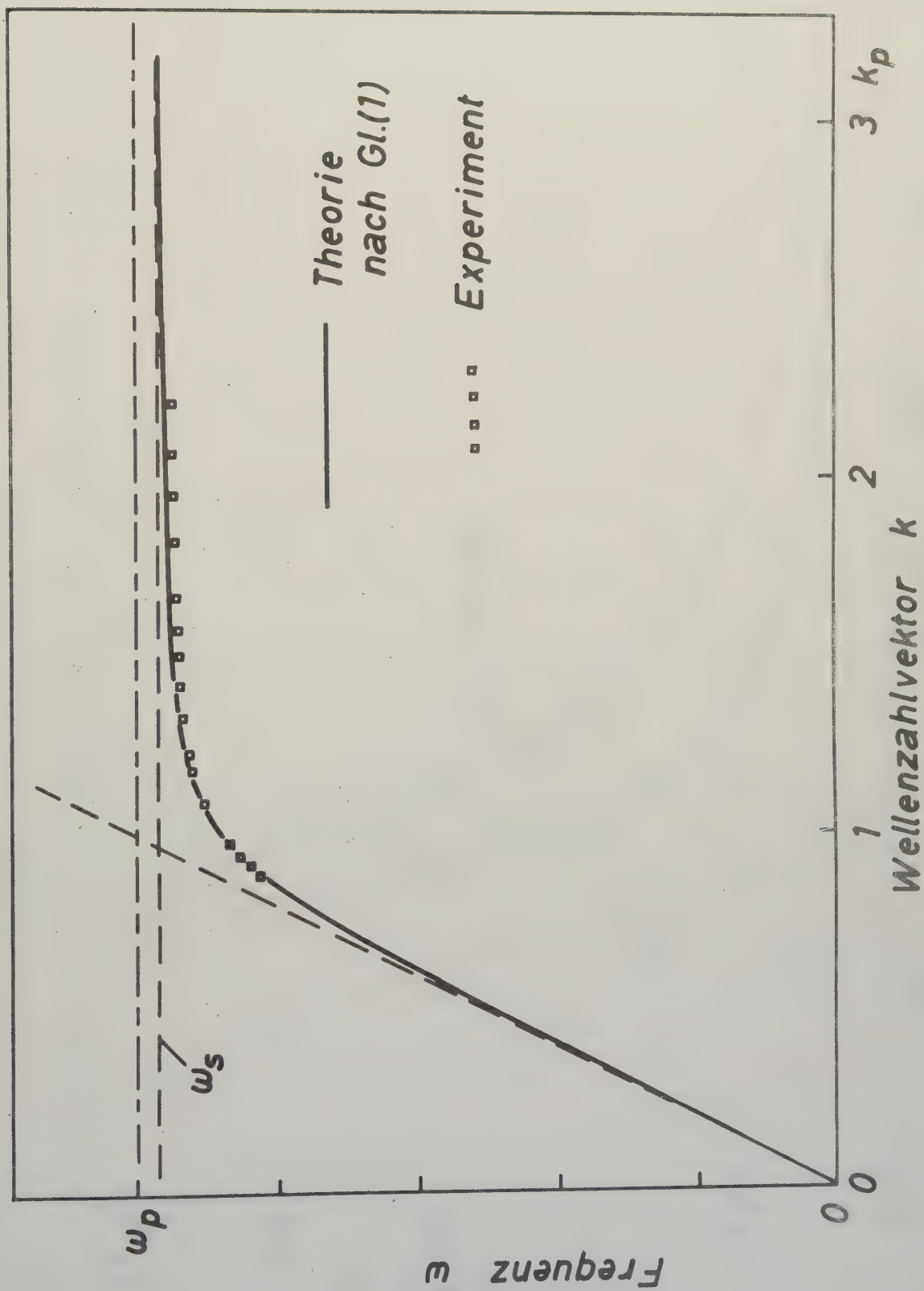


Abb. 25

Tabelle III

Wellenzahl- vektor $k[k_o]$	Luftspalt- breite $a[\lambda_p]$	Höhe des Minimums $R_{min}[\%]$	Frequenz des Min. $\omega_{min}[\% \omega_p]$	$\omega_r[\% \omega_p]$ nach Gl. (1)	HWB $\Delta \omega [\% \omega_p]$
1.10	0.5	14.0	84.2	85.0	10.1
1.20	0.5	33.0	90.5	91.0	3.9
1.30	0.5	79.5	92.7	93.0	3.4
1.40	0.5	94.0	94.0	94.1	3.0
1.20	0.3	4.0	89.2	91.0	7.8
1.30	0.3	14.0	92.2	93.0	4.5
1.40	0.3	50.0	93.5	94.1	3.6
1.60	0.3	87.0	95.0	95.2	3.2
1.60	0.1	1.5	92.0	95.2	7.2
2.00	0.1	34.0	94.8	95.8	4.0
2.50	0.1	78.0	96.0	96.2	3.2
3.00	0.1	93.5	96.5	96.5	3.0



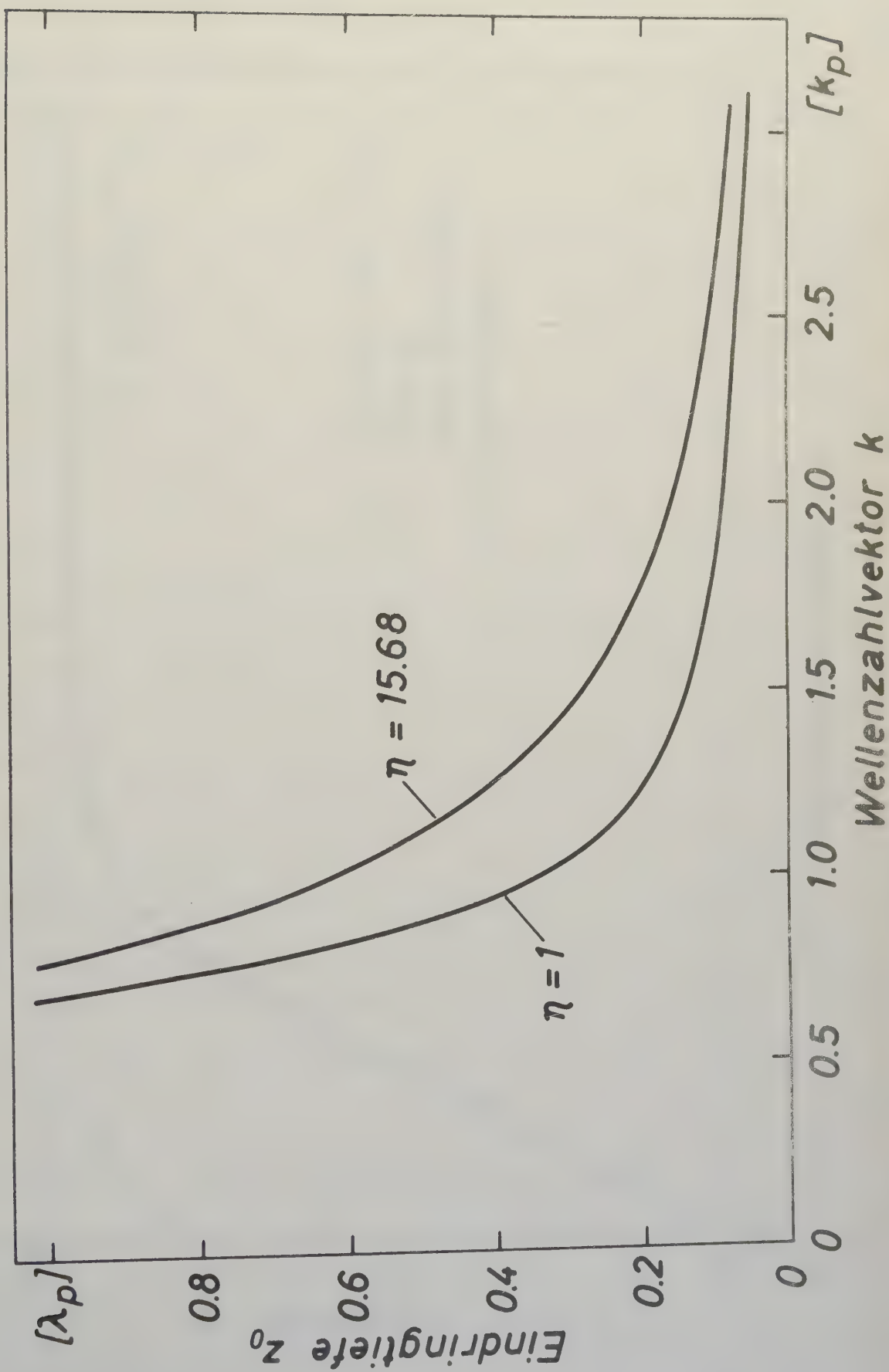


Abb. 28

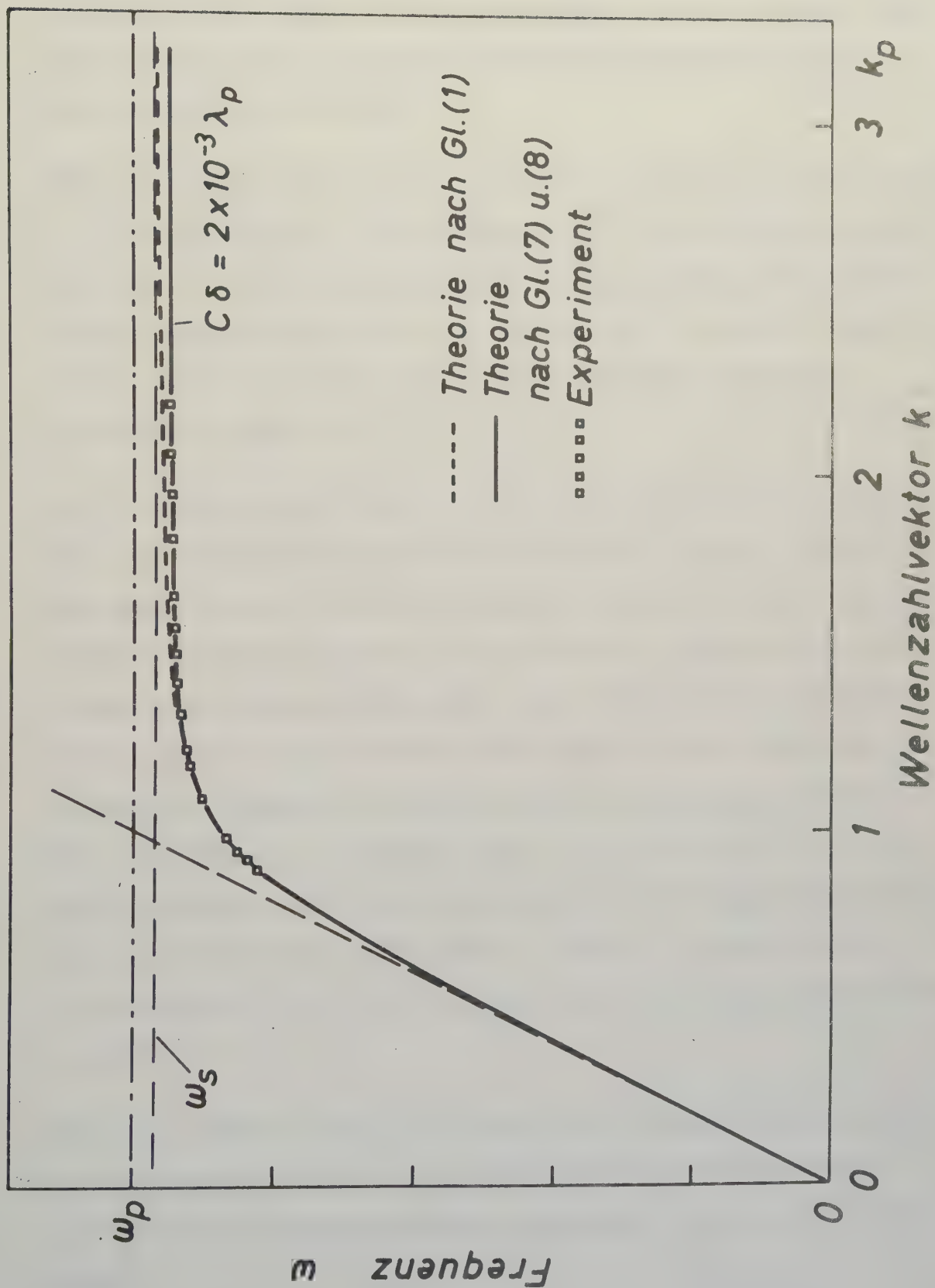


Abb. 29

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor H. J. Queisser, der mir diese Arbeit am Physikalischen Institut ermöglichte. Seine zahlreichen Anregungen und Diskussionen haben die Arbeit wesentlich gefördert.

Besonders hervorheben möchte ich die Zusammenarbeit mit Herrn B. Fischer speziell auf dem Gebiet der Oberflächenplasmonen und Herrn F. Köhl bei Plasmareflexionsmessungen. Von großem Nutzen waren Diskussionen mit Herrn Prof. F. Sauter (Köln), Dr. K. Sturm (Jülich), Dr. A. Otto (München) und Prof. H. Raether (Hamburg).

Dr. R. Dahlberg und Herrn W. Link (AEG-Telefunken, Heilbronn) sei für die Unterstützung bei der Herstellung der Gitter-Proben gedankt, Herrn Prof. F. Granzer und Mitarbeitern für die elektronenmikroskopischen Untersuchungen. Weiterer Dank gilt allen Institutsmitgliedern für ihre Diskussionen und Hilfsbereitschaft. Hervorzuheben sind weiterhin die Hilfe der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Meides bei der Anfertigung von Geräteteilen, die Hilfe von Herrn Falk bei der Herstellung der Prismen und beim Polieren der Proben und die Unterstützung von Frau R. Vogel, I. Pechstein und A. Diefenbach bei der Anfertigung der Zeichnungen und Schreibarbeiten.

Die vorliegende Arbeit wurde mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des "Sonderforschungsbereichs Festkörperspektroskopie Darmstadt-Frankfurt" durchgeführt.

L e b e n s l a u f

Am 6. Februar 1941 wurde ich in Frankfurt/Main geboren als Sohn des Fernmeldeamtmannes Wilhelm Marschall und seiner Ehefrau Else, geb. Derwein.

Von Herbst 1947 bis Ostern 1952 besuchte ich die Volksschule in Frankfurt/Main. Ostern 1952 trat ich in das Goethe-Gymnasium in Frankfurt/Main ein. Nach Besuch des naturwissenschaftlichen Zweiges der Oberstufe legte ich Ostern 1961 dort die Reifeprüfung ab.

Im Sommersemester 1961 begann ich mit dem Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt/Main. Mit Beginn des Wintersemesters 1963 legte ich mein Vordiplom in Physik ab. Meine Diplomarbeit führte ich im Physikalischen Institut unter der Anleitung von Herrn Prof. H. J. Queisser aus. Die Arbeit befaßte sich mit Leitwertsänderungen an PbTe-Aufdampfschichten durch Ionenbeschuß. Im Juli 1966 legte ich die Diplomprüfung ab.

Anschließend begann ich im Physikalischen Institut unter Prof. H. J. Queisser mit der Dissertation.

Meine akademischen Lehrer in Frankfurt/Main waren:

Prof. H. J. Queisser	Prof. G. Süßmann	Prof. W. Franz
Prof. W. Martienssen	Prof. H. Müser	Prof. B. Mrowka
Prof. H. Bilz		

